

STREUUNG UND TURBULENTE DÄMPFUNG VON LOWER-HYBRID-WELLEN IM WIIA-STELLARATOR

DISSERTATION

zur

**Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften**

der

Abteilung für Physik

und Astronomie

der Ruhr-Universität Bochum

Lothar Schmitz

Bochum 1984



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546407_0064

STREUUNG UND TURBULENTE DÄMPFUNG VON LOWER-HYBRID-WELLEN IM WIIA-STELLARATOR

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften

der

Abteilung für Physik

und Astronomie

der Ruhr-Universität Bochum

Lothar Schmitz

Bochum 1984

STREUUNG UND TURBULENTE DÄMPFUNG
VON LOWER-HYBRID-WELLEN
IM WIND-TELLER

DIPLOMATIK

von

Ergebnis der Arbeit
Doktor der Naturwissenschaften

der

Abteilung für Physik

und Astronomie

der Ruhr-Universität Bochum

Dissertation eingereicht am:	18.6.1984
Tag der mündlichen Prüfung:	6.7.1984
Referent:	Prof. Dr. H. Schlüter
Korreferent:	Prof. Dr. H.J. Kunze

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
<u>1. Einleitung</u>	1
<u>2. Niederfrequente Instabilitäten im Stellaratorplasma</u>	3
2.1 Driftinstabilitäten	5
2.2 Die Dispersion der kinetischen Driftinstabilität	6
2.3 Nichtlineare Entwicklung der Driftmoden	13
2.4 Konvektive Zellen	17
2.5 Turbulente Diffusion	19
<u>3. Wechselwirkung von Lower-Hybrid-Wellen mit niederfrequenten Instabilitäten</u>	21
3.1 Die Dispersion der LH-Welle	21
3.2 Streuung und Dekorrelation der Lower-Hybrid-Welle	22
<u>4. Dämpfung der Lower-Hybrid-Welle und turbulente Elektronenheizung</u>	27
4.1 Wellendämpfung über Stöße	27
4.2 Turbulente Dämpfung	28
4.3 Elektronenenergiebilanz	29
<u>5. Der WIIA-Stellarator</u>	32
5.1 Plasmaerzeugung	35
5.2 Einkopplung der Lower-Hybrid-Welle	36
<u>6. Plasmadiagnostik</u>	38
6.1 Mikrowelleninferometrie	38
6.2 Elektrostatische Sonden	39
6.3 Bestimmung hochfrequenter Potentiale im Plasma	42
6.4 Die Korrelationsanalyse von Plasmawellen	49
<u>7. Das Targetplasma</u>	56
7.1 Dichte- und Elektronentemperaturprofile	59

	Seite
7.2 Driftwellenturbulenz im Targetplasma	63
8. <u>Streuung und Dämpfung von Lower-Hybrid-Wellen im</u>	75
<u>turbulenten Targetplasma</u>	
8.1 Wellenausbreitung	75
8.2 Die Streuung der Lower-Hybrid-Welle am Driftspektrum	79
8.3 Räumliche und zeitliche Dämpfung der LH-Welle	85
9. <u>Turbulente Elektronenheizung und Energiebilanz</u>	90
10. <u>Zusammenfassung</u>	102

1. EINLEITUNG

Die Hochfrequenzheizung toroidaler Plasmen im Hinblick auf die kontrollierte Kernfusion hat in den letzten Jahren zunehmende Bedeutung erlangt. Neben den Zyklotronfrequenzen des Plasmas ist in erster Linie der Bereich der Lower-Hybrid-Frequenz ($\omega_{ci} \ll \omega_{LH} \ll \omega_{ce}$) von Interesse. Hier oszillieren Elektronen und Ionen im Wellenfeld, so daß grundsätzlich die Aufheizung beider Plasmakomponenten möglich ist.

Man verfolgt dabei hauptsächlich zwei Konzepte:

- Elektronenlandaudämpfung der eingekoppelten (langsamen) Lower-Hybrid-Welle (die Ionen werden hier indirekt über Coulombstöße aufgeheizt) /1.1/.
- Modenkonversion der LH-Welle in stark gedämpfte warme Ionen- oder Ionenbernsteinwellen /1.2/.

Seit kurzem wird außerdem die von Karney diskutierte stochastische Ionenheizung /1.3/ intensiver untersucht.

In verschiedenen toroidalen Experimenten sind seit etwa 1979 durchaus ermutigende Erfolge mit der Lower-Hybrid-Heizung erzielt worden /1.4,1.5/.

Die Wellenausbreitung und insbesondere die im realen Plasma wirksamen Dämpfungsmechanismen sind jedoch nicht ausreichend verstanden.

Ein wichtiger Faktor, der in den ursprünglichen Konzeptionen nicht berücksichtigt wurde, scheint dabei die Wechselwirkung der LH-Welle mit niederfrequenten Plasmafluktuationen ($\omega_L \ll \omega_{ci}$) zu sein.

In toroidalen Plasmen ist im allgemeinen ein breites Spektrum von Mikroinstabilitäten (Driftwellen, trapped-particle-Moden, konvektive Zellen) angeregt, und es ist bekannt, daß diese Moden anomalen Teilchen- und Energietransport quer zum einschließenden Magnetfeld verursachen /1.6,1.7/.

Lower-Hybrid Wellen werden an diesen Fluktuationen gestreut. Ott und Bonoli wiesen darauf hin, daß die Ausbreitungsrichtung der Welle - und damit die

Energiedeposition im Plasma - dadurch erheblich verändert werden kann /1.8/. Darüber hinaus führt die Streuung an den inkohärenten niederfrequenten Moden zu einer starken Dekorrelation der LH-Welle. Bei entsprechender Verbreiterung des (k, ω) -Spektrums erwarten wir turbulente Dämpfung. An mehreren linearen Experimenten ist anomale Wellenabsorption im LH-Bereich beobachtet worden /1.9, 1.10, 1.11/.

Aufschluß darüber ist in fusionsrelevanten Plasmen nur schwer zu erhalten, weil unter anderem die Messung der hochfrequenten Wellenfelder im Plasma sehr problematisch ist.

In der vorliegenden Arbeit wird die Absorption von Lower-Hybrid-Wellen in einem turbulenten Stellaratorplasma geringer Dichte und Elektronentemperatur ($n_e \leq 10^{18} \text{ m}^{-3}$, $kT_e \leq 15 \text{ eV}$) untersucht. Ein solches Plasma bietet den Vorteil, daß elektrostatische Sonden für die lokale Diagnostik der Fluktuationen, der hochfrequenten Felder und für Teilchenenergiemessungen eingesetzt werden können.

Ein wichtiges Ziel ist die Bestimmung der spektralen Energieverteilung der niederfrequenten Instabilitäten und der gestreuten LH-Welle. Näherungsweise läßt sie sich, ebenso wie das k-Spektrum, aus der Korrelationsanalyse zweier Sondensignale ermitteln. Damit kann der turbulente Diffusionskoeffizient bestimmt und anhand eines einfachen Modells der Energietransfer auf die Elektronen abgeschätzt werden. Anhand einer radial aufgelösten Energiebilanz wird die Bedeutung turbulenter Elektronenheizung untersucht und mit dem Energietransfer über Stöße verglichen.

2. NIEDERFREQUENTE INSTABILITÄTEN IM STELLARATORPLASMA

Bevor die für die Streuung von LH-Wellen verantwortlichen Instabilitäten genauer betrachtet werden, soll kurz auf die Geometrie und die charakteristischen Größen des Stellarators eingegangen werden.

Das toroidale Gleichgewicht wird im Stellarator - wie auch im Tokamak - durch eine helische Verdrillung der Magnetfeldlinien erzielt (Abb. 2.1).

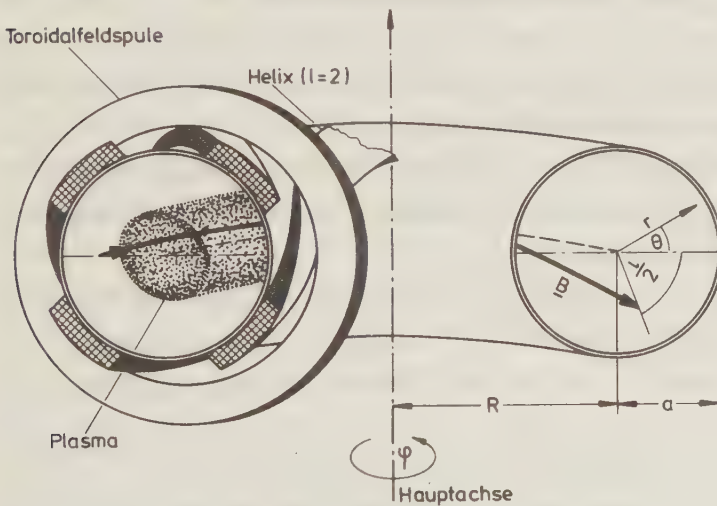


Abb. 2.1: Schematischer Aufbau eines $l=2$ Stellarators. R und a sind großer und kleiner Radius, ψ ist die Rotationstransformation

Im einfachen toroidalen Magnetfeld ($B_t \sim 1/R$) entsteht durch die Krümmungs- und ∇B -Drift der Teilchen ein Raumladungsfeld senkrecht zu B_t , und die resultierende $E \times B_t$ -Drift führt zu starken radialen Teilchenverlusten. Überlagert man ein poloidales Magnetfeld B_p , so schließt man Bereiche positiver und

negativer Raumladung kurz und die Driftverluste lassen sich prinzipiell unterbinden. Im Stellarator erzeugt man durch helische Leiter, die auf dem Liner angebracht sind, ein Multipolfeld (im $l=2$ Stellarator ein Quadrupolfeld). Nach einem Umlauf um die große Torusachse erscheint eine Feldlinie um den poloidalen Winkel $\Delta\Theta$ versetzt in der ursprünglichen Schnittebene. Diesen Winkel bezeichnen wir als Rotationstransformation ($\kappa = \Delta\Theta/2\pi$). Die magnetohydrodynamische (MHD) Stabilität erfordert $\kappa < 1$. Der Kehrwert der Rotationstransformation $q = 1/\kappa$ wird deshalb als Sicherheitsfaktor bezeichnet, und die Stabilitätsbedingung lautet dann $q > 1$. Ein Gleichgewicht der Plasmas ist nur für irrationale Werte von κ zu erhalten. Anderenfalls sind die Magnetfeldlinien in sich geschlossen und es existieren keine magnetischen Oberflächen (Driftflächen). Für nicht zu große Radien r haben die magnetischen Oberflächen im $l=2$ Stellarator elliptischen Querschnitt; die äußerste geschlossene Oberfläche wird als Separatrix bezeichnet. Die gefährlichste Instabilität im Stellarator ist die sogenannte Flute-Mode, die sich senkrecht zum Magnetfeld in poloidaler Richtung ausbreitet ($k_{\perp} = 0$). Destabilisierend ist hier die Zentrifugalkraft, die im gekrümmten Magnetfeld auf die Teilchen wirkt. Instabil sind die Bereiche des Plasmas, wo der Dichtegradient entgegengesetzt zur Zentrifugalkraft gerichtet ist. Es ist leicht zu sehen, daß diese Bedingung auf der Torusaußenseite (also im größten Teil des Plasmavolumens) erfüllt ist. Wegen der hohen Anwachsrate und der resultierenden starken Plasmaverluste ist die Stabilisierung der Flute-Mode Grundvoraussetzung für den Plasmaeinschluß im Stellarator. Dazu eignen sich hauptsächlich zwei konstruktive Maßnahmen:

- Verscherung des Magnetfeldes
- Minimum-B-Konfiguration.

Im ersten Fall nimmt die Steigung der helischen Feldlinien mit wachsendem

Radius r zu. Die Rotationstransformation τ wird also eine Funktion von r . Ein Maß für die Verschierung ist die Scherungslänge

$$L_S = R/r \left(\frac{\partial \tau}{\partial r} \right)^{-1}.$$

Um die stabilisierende Wirkung zu verstehen, nehmen wir an, daß eine Störung beim Radius $r=r_0$ entsteht ($k_{\perp} = 0$). Breitet sich diese Störung zu einem anderen Radius $r=r_1$ aus, trifft sie unter einem kleinen Winkel, der durch die Verschierung bestimmt ist, auf die Magnetfeldlinien, und wir haben $k_{\perp} \neq 0$. Die Flute-Instabilität geht dann in eine gedämpfte Mode über. Dazu reicht bereits eine geringe Verschierung $L_S/r \geq 100$ aus [2.1].

Bei der Minimum-B-Konfiguration sind die Magnetfeldlinien im Mittel mehr zum Plasmazentrum hin gekrümmt als entgegengesetzt. Die Teilchen sehen deshalb bei ihrer Bewegung entlang der Feldlinien im Mittel eine einwärts gerichtete Zentrifugalkraft und die Flute-Mode tritt nicht auf. Im $l=2$ Stellarator ist eine Minimum-B-Konfiguration konstruktiv leichter zu realisieren als eine ausreichende Verschierung des Magnetfeldes.

2.1 Driftinstabilitäten

Selbst im MHD-stabilen Plasma können Mikroinstabilitäten auftreten, die durch den Dichte- oder Temperaturgradienten angefacht werden, der in jedem realen Plasma unvermeidbar ist. Wir unterscheiden dabei

- trapped-particle-Moden
- kinetische (universelle) Driftinstabilitäten
- dissipative Driftinstabilitäten.

Welche Instabilität bevorzugt auftritt, hängt wesentlich von der Stoßfrequenz der Teilchen ab.

Im inhomogenen toroidalen Magnetfeld ($B_t \sim 1/R$) führt die thermische Bewegung entlang der helischen Feldlinien die Teilchen abwechselnd in Bereiche höherer (Torusinnenseite) und geringerer (Außenseite) Feldstärke. Es entsteht praktisch ein magnetischer Spiegel. Teilchen mit der Energie

$$E < \mu B_t^{\max} \quad (\mu = 1/2 m v_{\perp}^2 / B \text{ ist das magnetische Moment}) \text{ werden ständig}$$

im Bereich des Feldstärkemaximums reflektiert und beschreiben in ihrer Oszillationsbewegung die sogenannten Bananenbahnen /2.2/. Trapped-particle-Moden treten dann auf, wenn die Stoßfrequenz $\nu_{e,i}$ der Teilchen kleiner als die charakteristische Frequenz $\omega_{be,i}$ dieser Oszillation ist. Im WIIA-Plasma ist $\nu_i \gg \omega_{bi}$ und $\nu_e \gg \omega_{be}$, so daß wir weder ionen- noch elektronengetriebene trapped-particle-Instabilitäten erwarten.

Bei höheren Stoßfrequenzen spielen die Driftinstabilitäten die dominierende Rolle. Die physikalische Ursache der Instabilität ist der Phasenunterschied zwischen den $\underline{E} \times \underline{B}$ -Driften von Elektronen und Ionen. Bei der kinetischen (universellen) Driftinstabilität wird er durch Welle-Teilchen Resonanzen (inverse Landaudämpfung), bei der dissipativen Mode durch Stöße hervorgerufen. Die kinetische Instabilität bildet sich in toroidalen Plasmen aus, wenn die mittlere freie Weglänge der Elektronen größer als der Torusumfang $2\pi R$ ist, also für

$$(2.1) \quad \omega_{be} < \nu_e < \nu_{Te} / 2\pi R \quad .$$

Dieser Bereich entspricht etwa dem Plateau-Regime der neoklassischen Diffusion /2.2/.

Für höhere Stoßfrequenzen (Pfirsch-Schlüter-Regime) erwarten wir vorwiegend dissipative Driftinstabilitäten.

2.2 Die Dispersion der kinetischen Driftinstabilität

Die treibende Kraft für die Driftinstabilitäten ist der Druckgradient $\nabla k T_{e,i} n_0$ des Plasmas. In kartesischen Koordinaten (Dichtegradient ∇n_0 in -x -Richtung) haben wir die in Abb. 2.2 dargestellte Situation. Im Gegensatz zur Flute-Mode

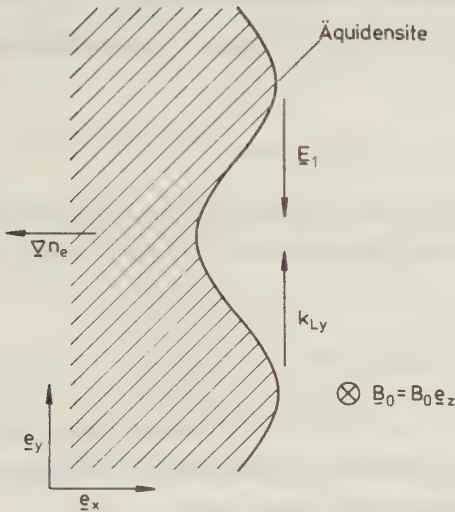


Abb. 2.2: Schematische Darstellung einer Driftwelle im inhomogenen Plasma

sind die Driftwellen durch $k_{L||} \neq 0$ charakterisiert. Entwickelt sich eine Dichtestörung n_1 im Plasma, so verteilen sich die Elektronen entlang der Feldlinien gemäß der Boltzmannrelation

$$(2.2) \quad n_1/n_0 = e \phi_1/kT_e$$

Senkrecht zum Magnetfeld baut sich dann ein elektrisches Feld $E_1 = k_{Ly} \phi_1$ auf, und wir erhalten eine Welle, die sich mit der diamagnetischen Geschwindigkeit

$$(2.3) \quad v_{De} = \frac{kT_e}{eB_0} \frac{\nabla n_e}{n_e}$$

in y-Richtung ausbreitet.

Wenn wir dissipative Effekte (Welle-Teilchen-Resonanzen oder Stöße) zulassen, werden die Elektronen nichtadiabatisch. Sie folgen dann nicht mehr exakt der Boltzmannrelation, der Phasenunterschied zwischen n_1 und ϕ_1 beträgt nicht mehr

genau $\pi/2$ und man kann zeigen, daß ein Anwachsen der Störung resultiert. Instabile Moden existieren nur, wenn keine nennenswerte Landaudämpfung auftritt, also für

$$(2.4) \quad v_{Ti} \ll \omega_L / k_{L\parallel} \ll v_{Te} .$$

Die Dispersion kann nur dann aus der Fluid-Theorie hergeleitet werden, wenn die mittlere freie Weglänge der Elektronen kleiner als die parallele Wellenlänge ist, also für

$$(2.5) \quad v_e > k_{L\parallel} v_{Te} .$$

Für $v_e \ll k_{L\parallel} v_{Te}$ und $v_e \sim k_{L\parallel} v_{Te}$ muß kinetisch gerechnet werden, wobei im zweiten Fall Stöße über einen geeigneten Stoßoperator zu berücksichtigen sind.

Wir gehen aus von der linearisierten Boltzmann-Gleichung /2.3/:

$$(2.6) \quad \frac{\partial}{\partial t} f_{j1} + \underline{v} \cdot \underline{\nabla} f_{j1} + \underline{v} \omega_{cj} \frac{\partial}{\partial v} f_{j1} + \frac{e_j}{m_j} (\underline{E}_1 + \underline{v} \times \underline{B}_0) \frac{\partial}{\partial v} f_{j0} = \left(\frac{\partial f_{j1}}{\partial t} \right)_c$$

Dabei bedeuten

f_{j0} : ungestörte Verteilungsfunktion

f_{j1} : oszillierender Anteil der Verteilungsfunktion

$j=i,e$ steht für die beiden Plasmakomponenten

Für $v_{e,i} < \omega$ kann der sogenannte BGK (Bhatnagar, Grass, Krook) Stoßoperator

$$(2.7) \quad \left(\frac{\partial f_{j1}}{\partial t} \right)_c = v_j \left[f_{j1} - \frac{n_{j1}}{n_0} f_{j0} \right]$$

verwendet werden. Für $\beta = n_0 k T_e / B_0^2 / 2\mu_0) \ll m_e / m_i$ kann elektrostatisch gerechnet werden ($\underline{E}_1 = - \underline{\nabla} \phi_1$). Die detaillierte Herleitung der Dispersionsrelation findet sich in /2.3/.

Für $\omega_L \ll \omega_{ci}$ erhält man

$$(2.8) \quad 1 + \sum_{j=1,2} \frac{1}{k_L^2 \lambda_{Dj}^2} \frac{1 + (\omega_L + i\nu_j - \omega_j^*) e^{-z_j} I_0(z_j) Z(\xi_j) / k_{L||} v_{Tj}}{1 + i\nu_j e^{-z_j} I_0(z_j) Z(\xi_j) / k_{L||} v_{Tj}} = 0$$

Hier haben wir folgende Abkürzungen eingeführt:

$$\lambda_{Dj}: \quad \text{Debyelänge } (\lambda_{Dj} = (e^2 n_o / \epsilon_o k T_j)^{1/2})$$

$$z_j: \quad = k_{Ly}^2 k T_j / m_j \omega_{cj} = k_{Ly}^2 \rho_j^2 \quad (\rho_j \text{ ist der Gyroradius})$$

$$I_0(z_j): \quad \text{Besselfunktion nullter Ordnung} \\ \text{mit imaginärem Argument}$$

$$\xi_j: \quad = (\omega_L + i\nu_j) / k_{L||} v_{Tj}$$

$$Z(\xi_j): \quad = i\sqrt{\pi} e^{-\xi^2} (1 + \text{erf}(i\xi)) \\ \text{ist die Plasmadispersionsfunktion / 2.4/}$$

$$\omega_j^*: \quad = (k_{Ly}^2 k T_j / e B_o) \nabla n_o / n_o \quad \text{ist die diamagnetische Frequenz}$$

Im einfachsten Fall ($\nu_e = \nu_i = 0$, $k T_e \gg k T_i$, $k_{Ly}^2 \rho_S^2 \ll 1$) liefert diese Gleichung die analytische Dispersionsbeziehung / 2.5 /

$$(2.9) \quad 1 - \frac{\omega_e^*}{\omega_L} + k_{Ly}^2 \rho_S^2 - \frac{k_{L||}^2 k T_e}{m_i \omega_L^2} + i\sqrt{\pi} \frac{\omega_L}{|k_{L||}| v_{Te}} \left(1 - \frac{\omega_e^*}{\omega_L}\right) = 0$$

Als Lösung erhalten wir die kinetische Driftinstabilität mit

$$(2.10) \quad \begin{aligned} \text{Re } \omega_L &\approx \omega_e^* / (1 + k_{Ly}^2 \rho_S^2) \\ \text{Im } \omega_L &\approx \sqrt{\pi} (\omega_e^*)^2 k_{Ly}^2 \rho_S^2 / |k_{L||}| v_{Te} \end{aligned}$$

wobei die Abkürzung $\rho_S = (k T_e / m_i)^{1/2} / \omega_{ci}$ eingeführt wurde.

Der dritte und vierte Term in (2.8) beschreiben die Ionenbewegung, der Imaginärteil die resonante Wechselwirkung zwischen der Welle und den Elektronen.

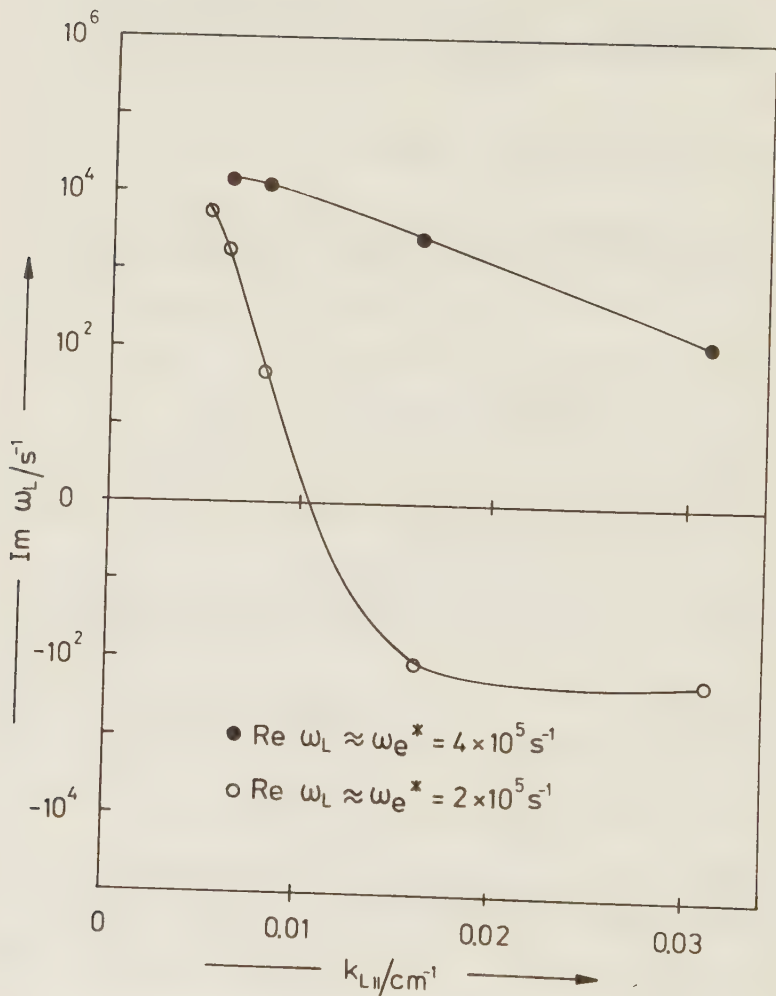


Abb. 2.3: Dispersion der kinetischen Driftinstabilität: Anwachsrate $\text{Im } \omega_L$ in Abhängigkeit von der parallelen Wellenzahl $k_{L||}$ für $\nabla n_e/n_e = 1 \text{ cm}^{-1}$, $k_{Ly} = 2.6 \text{ cm}^{-1}$ ($\omega_e^* = 4 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$) und $k_{Ly} = 1.3 \text{ cm}^{-1}$ ($\omega_e^* = 2 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$). Die übrigen Parameter sind: $B_0 = 0.26 \text{ T}$, $kT_e = 4 \text{ eV}$, $kT_i = 1 \text{ eV}$, $v_{en} + v_{ei} = 5 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$, $v_{in} = 6 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$

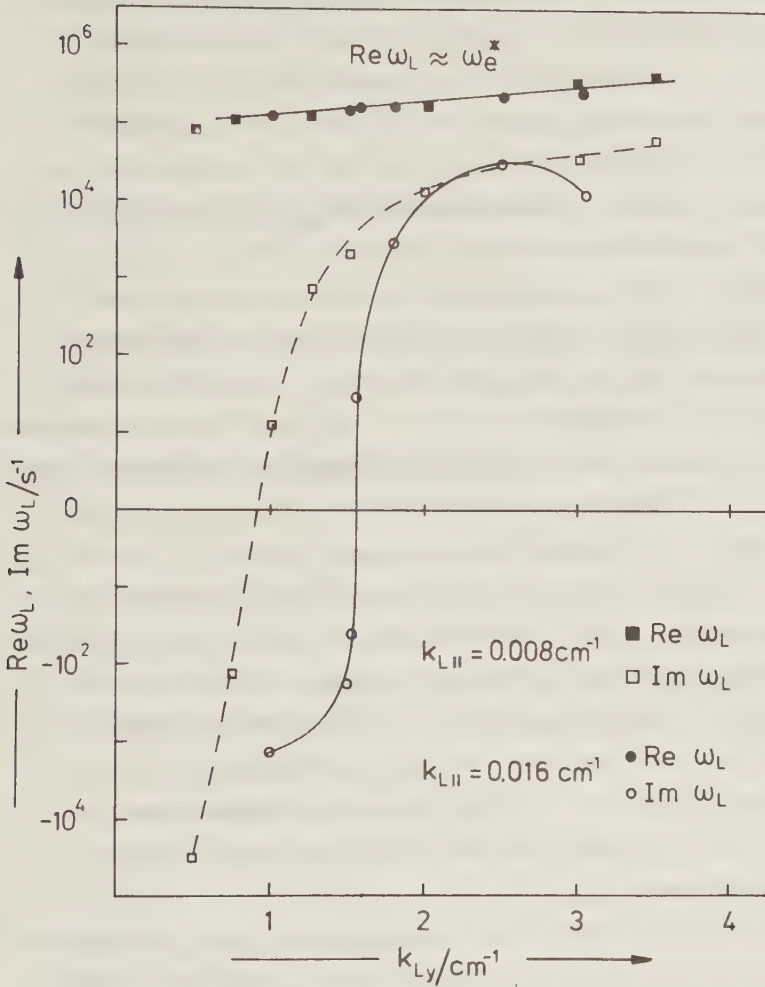


Abb. 2.4: Dispersion der kinetischen Driftinstabilität: Real- und Imaginärteil der Frequenz in Abhängigkeit von der senkrechten Wellenzahl k_{Ly} . Die Parameter der Rechnung sind: $v_{n_e}/n_e = 1 \text{ cm}^{-1}$, $B_{0z} = 0.26 \text{ T}$, $kT_e = 4 \text{ eV}$, $kT_i = 1 \text{ eV}$, $v_{en} + v_{ei} = 5 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$, $v_{in} = 6 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$

Im WIIA-Plasma müssen Stöße berücksichtigt werden. Die komplexen Lösungen der Dispersionsbeziehung (2.8) müssen dann numerisch bestimmt werden.

Im Stellarator sind die tatsächlich auftretenden Moden durch die Randbedingungen der toroidalen Geometrie bestimmt. Wenn man annimmt, daß der maximale Dichtegradient beim Radius $r = r_M$ liegt und die toroidale (n) und poloidale (m) Modenzahl einführt, erwartet man $k_{L\theta}^n = n \cdot z/R$ und $k_{L\parallel}^m = m/r_M$. Für die Grundmode erhält man dann $k_{L\parallel}^1 \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ und $k_{L\theta}^1 \approx 0.3 \text{ cm}^{-1}$.

In den Abb. 2.3 und 2.4 sind die Ergebnisse der numerischen Lösung der Dispersionsbeziehung zusammengefaßt. Elektronen- und Ionenstöße sind hier berücksichtigt. Wenn der Imaginärteil der Frequenz $\text{Im } \omega_L$ positiv ist, liegt eine anwachsende Mode vor. In Abb. 2.3 ist $\text{Im } \omega_L$ für zwei verschiedene Werte der diamagnetischen Frequenz ω_e^* aufgetragen. Bei einem Dichtegradienten $\nabla n_e/n_e = 1 \text{ cm}^{-1}$ entspricht der höhere Wert einer Wellenzahl $k_{L\theta} = 2.6 \text{ cm}^{-1}$ und die Welle ist in einem großen Bereich von $k_{L\parallel}$ instabil.

Für $k_{L\theta} = 1.3 \text{ cm}^{-1}$ tritt nur bei sehr kleinem $k_{L\parallel}$ eine Instabilität auf; für die Grundmode $k_{L\theta} \approx 0.3 \text{ cm}^{-1}$ findet man keine anwachsende Lösung. In Abb. 2.4 erkennt man gut, daß die höheren poloidalen Moden instabil sind. Für $k_{L\theta} > 1.5 \text{ cm}^{-1}$ kommt die Anwachsrate in die Größenordnung des Realteils der Frequenz. $\text{Re } \omega_L$ liegt immer sehr nah bei der Driftfrequenz ω_e^* .

Nicht berücksichtigt ist die radiale Variation des Dichtegradienten. Im realen Plasma tritt deshalb noch eine (meist kleine) radiale Komponente der Wellenzahl auf.

Durch Verscherung des Magnetfeldes kann man erzwingen, daß $k_{L\parallel}$ eine Funktion des kleinen Radius r wird. Für hinreichend großes $k_{L\parallel}$ gehen die kinetische wie auch die dissipative Instabilität in gedämpfte Moden über. Eine Behandlung des resultierenden Eigenwertproblems /2.6/ zeigt, daß dazu die Bedingungen

$$(2.11) \quad L_S/L_n \ll (m_i/m_e)^{1/3} \text{ (kinetische Mode)}$$

beziehungsweise

$$(2.12) \quad L_S/L_n \ll m_i \omega_e^* / m_e v_e \text{ (dissipative Mode)}$$

erfüllt sein müssen ($L_n = \lambda \ln n_0 / \partial r$ ist die charakteristische Länge des Dichtegradienten). Im WIIA-Stellarator ($L_S/L_n = 800 \dots 6000$) ist die Verscherung bei weitem nicht zur Stabilisierung ausreichend.

2.3 Nichtlineare Entwicklung der Driftmoden

Im linearen Fall liefert die Dispersion der Driftinstabilität eine eindeutige Beziehung zwischen Wellenvektor k_L und komplexer Frequenz $\omega_L = \text{Re } \omega_L + i \text{Im } \omega_L$. Aus dem Imaginärteil $\text{Im } \omega_L$ lassen sich Stabilitätskriterien herleiten. Mit wachsender Amplitude setzt eine Wechselwirkung zwischen den instabilen Moden ein (nichtlineare Welle-Welle-Wechselwirkung), die zur Anregung gedämpfter Moden führt.

Außerdem tritt nichtlineare Wechselwirkung mit den Teilchen auf.

Man beobachtet dann zunächst eine spektrale Verbreitung der linearen Moden.

Mit zunehmender Amplitude entwickelt sich schließlich aus den ursprünglich kohärenten Wellen ein breites turbulentes Spektrum, das nicht mehr durch eine eindeutige Dispersion $\omega_L = F(k_L)$ beschrieben werden kann.

Grundsätzlich wächst die Amplitude der instabilen Moden an, bis die durch nichtlineare Effekte verursachte Dämpfungsrate gleich der Anwachsrates $\text{Im}\omega_L(k_L)$ ist. Die Energiedichte $W(\omega_L, k_L)$ des sich stationär einstellenden turbulenten Spektrums ist durch dieses Gleichgewicht zwischen Anregung und Dissipation bestimmt. Bei der nichtlinearen Welle-Welle Wechselwirkung regen die instabilen Moden gedämpfte Moden an, so daß - wie auch bei der nichtlinearen Welle-Teilchen-Wechselwirkung - die Teilchen letztlich das dissipative Element darstellen.

Bis heute existiert keine geschlossene Theorie für die Driftwellenturbulenz und man ist auf sehr vereinfachte Modelle angewiesen, die keine selbstkonsistente Berechnung der spektralen Energiedichte $W(\omega_L, k_L)$ zulassen.

Für die Streuung von Lower-Hybrid-Wellen ist neben der Energiedichte des gesättigten turbulenten Spektrums vor allem die Verbreiterung oder Dekorrelationsrate der Fouriermoden $\Delta\omega_{kL}$ von Interesse. Im Falle starker Turbulenz kann $\Delta\omega_{kL} > \omega_{kL}$ werden [2.7].

Im versicherungsfreien Magnetfeld ist die Kopplung zwischen den Driftmoden in erster Linie durch die Nichtlinearitäten in der senkrechten Ionendynamik bestimmt. Vernachlässigt man die parallele Bewegung und die Temperatur der Ionen, so lautet die Kontinuitätsgleichung in der elektrostatischen Näherung ($\beta \ll m_e/m_i$):

$$(2.13) \quad \frac{\partial n_{i1}}{\partial t} + \nabla \cdot n_{i1} (\underline{v}_{i1}^E + \underline{v}_{i1}^P) = 0 \quad .$$

Hier ist

$$(2.14) \quad \underline{v}_{i1}^E = - \frac{\nabla \phi_1 \times \underline{B}_0}{B_0^2}$$

die ExB-Driftgeschwindigkeit und

$$(2.15) \quad \underline{v}_{i1}^P = - \frac{1}{\omega_{ci} B_0} \left(\frac{\partial}{\partial t} \underline{\nabla} \phi_1 - (\underline{v}_{i1}^E \cdot \underline{\nabla}) \underline{\nabla} \phi_1 \right)$$

bezeichnet die nichtlineare Polarisationsdrift.

Die Elektronendynamik läßt sich analog dem linearen Fall durch die Boltzmannrelation beschreiben und wir erhalten für die Fourierkomponenten der fluktuierenden Dichte

$$(2.16) \quad \hat{n}_k = \frac{n_{ek}}{n_0} = \frac{e \phi_k}{k T_e} (1 - i \delta_k) \quad .$$

Dissipative Effekte sind durch den nichtadiabatischen Term $i \delta_k$ berücksichtigt, der proportional zur linearen Anwachs- bzw. Dämpfungsrate $\text{Im} \omega_{kL}$ ist.

Unter Ausnutzung der Quasineutralitätsbedingung erhalten wir dann ein Gleichungssystem, das die nichtlineare Entwicklung der Fouriermoden beschreibt /2.7/:

$$(2.17) \quad \frac{d}{dt} \phi_k(t) = (-i \text{Re} \omega_k + \text{Im} \omega_k) \phi_k(t) + \frac{1}{2} \frac{1}{\omega_{ci} B_0} \sum_{k=k_1+k_2} V_{k,k_1,k_2} \phi_{k_1}(t) \phi_{k_2}(t)$$

Das Kopplungselement V_{k,k_1,k_2} ist gegeben durch

$$(2.18) \quad V_{k,k_1,k_2} = e_z \cdot \underline{k}_1 \times \underline{k}_2 \frac{(k_{2\rho S}^2 - i \delta_{k_2}) - (k_{1\rho S}^2 - i \delta_{k_1})}{[1 + k_{2\rho S}^2 - i \delta_k]}$$

und erhält den Beitrag der nichtlinearen Polarisationsdrift ($k_{\rho S}^2$) und der ExB-Drift ($i \delta_k$).

Das System (2.17) ist analytisch bisher nur bei Vernachlässigung der dissipativen Effekte ($i \delta_k = 0$) gelöst worden /2.8/. In jüngster Zeit sind numerische Behandlungen für eine beschränkte Zahl von Moden bekannt geworden /2.9,2.10/.

Obwohl die Parameter dieser Simulationen nicht realistisch für den WIIA-Stellarator sind, lassen sich grundsätzliche Aussagen über das zu erwartende gesättigte Spektrum $\phi^2(\omega_L, k_L)$ daraus ableiten:

- Die Modenkopplung führt zu einer Rotation von k_{LL} und damit tendenziell zu einem in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld

isotropen Spektrum.

- Die maximale Energiedichte findet sich nicht im Bereich der instabilsten Moden ($k_{Ly}^0 \approx 0.1$). Die nichtlineare Polarisationsdrift verursacht eine Kaskade der Energie zu niedrigeren Werten von k_{Ly} .
- Die Dekorrelationsrate $\Delta\omega_{kL}$ ist durch den dissipativen Term $i\delta_k$ bestimmt. Die Simulationen liefern $\Delta\omega_{kL} \leq 0.5 \omega_{kL}$. Dieser Wert ist etwas geringer als die in toroidalen Experimenten gemessenen Dekorrelationsraten $\Delta\omega_{kL} \approx \omega_{kL} / 2.11$.

Abschätzen läßt sich die Dekorrelationsrate durch die Doppler-Verschiebung in der turbulenten ExB-Drift

$$(2.19) \quad \Delta\omega_{kL} \approx \langle (k_L \cdot v_{i1}^E)^2 \rangle^{1/2} \approx \frac{1}{B_0} \left(\sum_{k_L \neq k_1} (k_L \times k_1)^2 \cdot \phi_{k1}^2 \right)^{1/2}.$$

Experimentell kann $\Delta\omega_{kL}$ aus der spektralen Verteilung der Energiedichte $W(\omega_L, k_L)$ bestimmt werden.

Weil die Energie der instabilen Moden zu niedrigen Wellenzahlen kaskadiert, bestimmt die Dämpfung in diesem Bereich recht kritisch das resultierende gesättigte Spektrum. Im verscherten Magnetfeld werden Moden mit kleinem $k_{L||}$ ähnlich der Flute-Mode stark gedämpft. Man hat dann eine effektive Senke, die die Energiedichte im Spektrum begrenzt. Bei kleiner Verscherung (Gleichungen 2.11, 2.12) ist die Senke innerhalb dieses einfachen Modells nur durch den dissipativen ExB-Term gegeben, und es ist nicht klar, ob eine Sättigung überhaupt erreicht wird. In der Realität wird die Energiedichte im Spektrum jedoch durch andere dissipative Mechanismen begrenzt, die bei der bisherigen vereinfachten Betrachtung nicht berücksichtigt wurden. Im einzelnen können zur Sättigung beitragen

- nichtlineare Welle-Teilchen-Wechselwirkung,
hier hauptsächlich Ionencomptonstreuung (nicht-
lineare Ionenlandaudämpfung)

- Anregung konvektiver Zellen
- turbulente Diffusion.

Bei der Ionencomptonstreuung erzeugen zwei eng benachbarte Moden (ω_L, k_L) und (ω'_L, k'_L) eine Schwebung $(\omega'_L - \omega_L, k'_L - k_L)$ im Bereich der Ionenlandauresonanz /2.12/.

Auf die anderen beiden Prozesse wird kurz in den folgenden Abschnitten eingegangen.

Das Maximum der spektralen Energiedichte erwartet man im gesättigten turbulenten Spektrum bei sehr niedrigen Frequenzen. Zusätzlich zur spektralen Verbreiterung tritt also gegenüber den linearen Moden $\omega_{kL} \simeq \omega_e^*$ eine starke Frequenzverschiebung auf.

2.4 Konvektive Zellen

Im realen Plasma können aus dem Driftwellenspektrum anderen niederfrequente Moden - die sogenannten konvektiven Zellen - angeregt werden. Sie sind charakterisiert durch $k_{L||} = 0$ und im einfachsten Fall rein gedämpfte Moden mit

$$(2.20) \quad \begin{aligned} \text{Re } \omega_L &\simeq 0 \\ \text{Im } \omega_L &\simeq -ik_{L\perp}^2 D_{\perp} / (1 + \omega_{ci}^2 / \omega_{pi}^2) \end{aligned}$$

ω_{pi} ist dabei die Ionenplasmafrequenz und $D_{\perp}$ der (im realen Plasma meist turbulente) Diffusionskoeffizient senkrecht zum Magnetfeld.

Angeregt werden die konvektiven Zellen hauptsächlich über nichtlinearen Wellenzerfall aus dem Driftspektrum. Wir wollen nun kurz auf die Unterschiede zwischen beiden Moden eingehen. Im Fall der Driftwellen ($k_{L||} \neq 0$) ist das Potential ϕ_{kL} durch die Boltzmannrelation (2.16) gegeben und man erhält für die Energiedichte der Mode ϕ_{kL}

$$(2.21) \quad W_{kL}^D = \frac{1}{2} \epsilon_0 k_L^2 \phi^2(k_L) \left[1 + \frac{\omega_{pi}^2}{\omega_{ci}^2} + \frac{1}{k_L^2 \lambda_{De}^2} \right]$$

Der erste Term ist hier die Feldenergie, der zweite Term die kinetische Energie in der ExB-Drift der Ionen, der dritte Term die mit der parallelen Elektronenbewegung assoziierte Energie. Bei den üblichen Plasmamparametern gilt $1/k_L^2 \lambda_{De}^2 \gg 1$ und $\omega_{pi}^2 / \omega_{ci}^2 \gg 1$, so daß die Energie in der Teilchenbewegung bei weitem über die Feldenergie dominiert.

Die Dynamik der konvektiven Zellen ist wegen $k_{L||} = 0$ dadurch gekennzeichnet, daß kein Ausgleich von Raumladungen durch die parallele Elektronenbewegung möglich ist. Die Boltzmannrelation ist dann nicht erfüllt ($n_k / n_0 \ll e \phi_k / k T_e$) und es treten im Vergleich zu den Driftwellen erheblich höhere Potentiale im Plasma auf. Die Energiedichte ist dann

$$(2.22) \quad W_{kL}^C = \frac{1}{2} \epsilon_0 k_L^2 \phi^2(k_L) \cdot \left(1 + \frac{\omega_{pi}^2}{\omega_{ci}^2}\right).$$

Bei gleicher Energiedichte ($W_{kL}^C = W_{kL}^D$) ist die Feldenergie der konvektiven Zellen erheblich höher.

Die nichtlineare Entwicklung der Mode wird durch ein System von Kopplungsgleichungen analog zu (2.17) beschrieben /1.7 /:

$$(2.23) \quad \frac{\partial \omega_k}{\partial t} = - \frac{i k_L^2 D_{\perp}}{1 + \omega_{pi}^2 / \omega_{ci}^2} \phi_k + \frac{1}{2} \frac{1}{\omega_{ci} B_0} \sum_{k=k_1+k_2} v_{k,k_1,k_2} \phi_{k_1} \cdot \phi_{k_2}$$

mit

$$(2.24) \quad v_{k,k_1,k_2} = \frac{e_z \cdot (k_1 \times k_2)_z \rho_s^2 (k_1^2 - k_2^2)}{\rho_s^2 k^2}.$$

Für $k_{\perp s} < 1$ (im WIIA-Stellarator immer erfüllt) ist das Kopplungselement erheblich größer als im Falle der Driftmoden. Der nichtlineare Term dominiert deshalb bereits für kleine Amplituden, und das Spektrum entwickelt sich in einen Zustand starker Turbulenz. Die hohen elektrischen Felder und die starke Modenkopplung in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld rufen eine intensive Konvektion im Plasma hervor. Für den Energieeinschluß sind diese Moden deshalb sehr gefährlich.

2.5 Turbulente Diffusion

Bei der klassischen Diffusion ist der Gyoradius $\rho_{e,i}$ die charakteristische Länge in der thermischen Bewegung der Teilchen senkrecht zum Magnetfeld und der Diffusionskoeffizient ist gegeben durch $D_{\perp} = \rho_{e,i}^2 \nu_{e,i}$.

Wenn ein breites Spektrum von Driftmoden oder konvektiven Zellen angeregt ist, bestimmt die turbulente ExB-Drift den Teilchentransport senkrecht zum Magnetfeld /1.7/ .

Ganz analog zur klassischen Diffusion kann man eine charakteristische Länge für die Teilchenauslenkung während einer Feldperiode der angeregten Moden angeben:

$$(2.25) \quad \Delta r_{\perp} = k_{L\perp} \phi_{kL} / B_0 \omega_{kL} .$$

Die Rolle der Stoßfrequenz spielt bei der turbulenten Diffusion die Dekorrelationsrate $\Delta \omega_{kL}$. Durch Aufsummation über alle angeregten Moden erhält man für Driftwellen den Diffusionskoeffizienten

$$(2.26) \quad D_{\perp}^{Dt} = \frac{1}{2} \sum_{k_L} \Delta \omega_{kL} (k_{L\perp} \phi_{kL} / B_0 \omega_{kL})^2 .$$

Sind die linearen Moden lediglich verbreitert, so ist ω_{kL} durch die diamagnetische Frequenz ω_e^* gegeben, und (2.26) liefert

$$(2.27) \quad D_{\perp}^{Dt} = \frac{1}{2} L_n^2 \sum_{k_L} \Delta \omega_{kL} \cdot \tilde{n}_{kL}^2 .$$

Bereits für mäßige Fluktuationsamplituden kann $D_{\perp}^{Dt}$ größer als der klassische Diffusionskoeffizient werden. Liegt zusätzlich eine nichtlineare Frequenzverschiebung der Moden vor, wird

$$(2.28) \quad D_{\perp}^{Dt} = \frac{1}{2} \frac{kT_e}{m_i} \sum_{k_L} \Delta \omega_{kL} \cdot (k_{L\perp} \rho_s \tilde{n}_{kL} / \omega_{kL}')^2 ,$$

wobei hier die verschobene Frequenz ω_{kL}' einzusetzen ist. Sind die Moden zu sehr niedrigen Frequenzen verschoben, nimmt die Auslenkung der Teilchen während einer Feldperiode zu, und der Diffusionskoeffizient vergrößert sich stark.

Unter diesen Umständen kann die Sättigung des Driftspektrums durch die turbulente Diffusion bestimmt sein /2.13/.

Für die konvektiven Zellen, die rein gedämpfte Moden sind, ist der Diffusionskoeffizient gegeben durch

$$D_{\perp}^{Ct} = \sum_{k_L} \frac{1}{k_{L\perp}^2 D_{\perp}} (k_{L\perp} \phi_{kL} / B_0)^2 .$$

Ob Driftmoden oder konvektive Zellen die turbulente Diffusion bestimmen, hängt letztlich vom Verhältnis der Feldenergie der beiden Moden ab.

Die hier abgeleiteten Diffusionskoeffizienten beschreiben die Bewegung eines Testteilchens und können sich unter Umständen erheblich von den makroskopischen Transportkoeffizienten unterscheiden.

3. WECHSELWIRKUNG VON LOWER-HYBRID-WELEN MIT NIEDERFREQUENTEN MODEN

3.1 Die Dispersion der LH-Welle

Der Existenzbereich der Lower-Hybrid-Wellen ist durch die Bedingung $\omega_{ci} \ll \omega \ll \omega_{ce}$ gegeben. In diesem Frequenzbereich oszillieren Elektronen und Ionen im Wellenfeld. Wir betrachten hier die langsame (oder quasiaußerordentliche) Welle, die durch eine Phasengeschwindigkeit weitunterhalb der Lichtgeschwindigkeit ($\omega/k_{\parallel} \ll c$) charakterisiert ist. Die Dispersionsbeziehung kann deshalb in der elektrostatischen Näherung

$$(3.1) \quad \nabla \times \underline{E} = 0 \quad (\underline{E} = -\nabla\phi, \underline{k} \parallel \underline{E})$$

aus der Laplace-Gleichung

$$(3.2) \quad -\nabla \cdot \underline{K} \cdot \nabla \phi = 0$$

hergeleitet werden. $\underline{K}$ ist hier der Dielektrizitätstensor. In der lokalen Approximation nehmen wir an, daß die charakteristische Länge des Dichtegradienten größer als die senkrechte Wellenlänge ist ($L_n > \lambda_{\perp}$). In kartesischen Koordinaten erhalten wir dann den Dielektrizitätstensor ($\underline{B}_0 = (0,0,B_0)$)

$$(3.3) \quad \underline{K} = \begin{bmatrix} \epsilon & ig & 0 \\ -ig & \epsilon & 0 \\ 0 & 0 & \eta \end{bmatrix} .$$

Legen wir $\underline{k}$ in die (x,z)-Ebene ($\underline{k} = (k_{\perp}, 0, k_{\parallel})$), so erhalten wir aus (3.2) die Dispersionsgleichung

$$(3.4) \quad D(\omega, k) = k_{\perp}^2 \epsilon + k_{\parallel}^2 \eta = 0 .$$

Die Komponenten des Dielektrizitätstensors lassen sich in der kalten Näherung aus den Fluidgleichungen herleiten /3.1/. Gültig ist diese Näherung für

$k_{\perp} \rho_i < 1$ (diese Bedingung ist im WIIA-Plasma praktisch immer erfüllt).

Bezieht man Stöße ein, so erhält man nach einer Linearisierung der Gleichungen für $\omega_{ci}^2 \ll \omega^2 \ll \omega_{pe}^2$, ω_{ce}^2 die Tensorkomponenten

$$(3.5) \quad \begin{aligned} \epsilon &\approx 1 - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega(\omega + i\nu_i)} + \frac{\omega_{pe}^2(\omega + i\nu_e)}{\omega \omega_{ce}^2} \\ g &\approx \frac{\omega_{pe}^2}{\omega \omega_{ce}} \\ \eta &\approx - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega + i\nu_e)} \end{aligned}$$

Die Dispersionsgleichung (3.4) liefert dann

$$(3.6) \quad \frac{k_{\perp}^2}{k_{\parallel}^2} \approx \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega + i\nu_e)} \left[1 - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega(\omega + i\nu_i)} + \frac{\omega_{pe}^2(\omega + i\nu_e)}{\omega \omega_{ce}^2} \right]^{-1}$$

Der Winkel ψ , den die Ausbreitungsrichtung mit dem Magnetfeld bildet, ist gegeben durch

$$\tan^2 \psi = k_{\perp}^2 / k_{\parallel}^2$$

und hängt nicht mehr von $|k|$ ab.

Es ist leicht zu zeigen, daß die Senkrechtkomponenten von Phasengeschwindigkeit $v_p = \underline{k} \cdot \omega / k^2$ und Gruppengeschwindigkeit entgegengesetzt gerichtet sind /3.2/. Die LH-Welle wird deshalb auch als Rückwärtselle bezeichnet.

Die Gruppengeschwindigkeit legt die Richtung des Energietransports im Plasma fest, gegeben durch den Winkel ψ_c mit

$$(3.7) \quad \tan^2 \psi_c = 1 / \tan^2 \psi = k_{\parallel}^2 / k_{\perp}^2$$

3.2 Streuung und Dekorrelation der Lower-Hybrid-Welle

Bisher ist die Wellenausbreitung im ungestörten Plasma betrachtet worden. Sind niederfrequente Moden $\hat{n}_k(\underline{k}_L, \omega_L)$ angeregt, so wird die im Plasma propagierende LH-Welle $\phi(\underline{k}, \omega)$ gestreut:

$$(3.8) \quad \phi(\underline{k}, \omega) \xrightarrow{\hat{n}(\underline{k}' - \underline{k}, \omega' - \omega)} \phi'(\underline{k}', \omega') \quad .$$

Wie bei allen nichtlinearen Dreiwellenprozessen erfüllen Frequenz und Wellenzahl in dieser Wechselwirkung die Auswahlregeln

$$(3.9) \quad \underline{k}' = \underline{k} + \underline{k}_L \\ \omega' = \omega + \omega_L \quad .$$

Für kleine Amplituden der Störung ist das Potential der gestreuten Welle dann durch die Kopplungsgleichung

$$(3.10) \quad \frac{\partial D(\underline{k}', \omega')}{\partial \omega'} \frac{\partial \phi(\underline{k}', \omega')}{\partial t} = V \hat{n}(\underline{k}' - \underline{k}, \omega' - \omega) \phi(\underline{k}, \omega)$$

mit dem Kopplungskoeffizienten

$$(3.11) \quad V = \frac{\omega^2}{\omega} \frac{pe}{2} k_{||} k_{||}' + \left(-\frac{\omega^2}{2} - \frac{\omega^2}{2} \frac{pe}{\omega_{ce}} \right) (k_x k_x' + k_y k_y') + i \frac{\omega^2}{\omega \omega_{ce}} (k_y' k_x - k_y k_x')$$

gegeben /3.3/.

Man erhält diese Gleichung mit einem Störungsansatz aus dem Fluid-Modell.

Da wir niederfrequente Fluktuationen mit $\omega_L \ll \omega_{ci} \ll \omega$ betrachten, wird die Frequenz der LH-Welle durch die Streuung nur unwesentlich geändert ($\omega' \simeq \omega$).

Aus der Dispersionsrelation (3.6) folgt dann

$$(3.12) \quad k_{\perp}' / k_{||}' = k_{\perp} / k_{||} \quad .$$

In toroidalen Plasmen kann als weitere Vereinfachung $k_{L||}$ gegen die parallele Wellenzahl $k_{||}$ der LH-Welle vernachlässigt werden. Es folgt dann

$$(3.13) \quad k_{||}' = k_{||}$$

und wir sehen aus (3.12), daß der Betrag der senkrechten Wellenzahl ebenfalls erhalten bleibt:

$$(3.14) \quad |k_{\perp}'| = |k_{\perp}| \quad .$$

Mit diesen Näherungen ist der wesentliche Effekt der Streuung eine Rotation von $k_{\perp}$. Wir haben also wie bei der Driftturbulenz eine starke Modenkopplung in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld.

Verantwortlich dafür ist die nichtlineare ExB-Drift, die einen Elektronenstrom $j'_e = e n_{kL} \cdot k_{\perp} \phi(\underline{k}) / B_0$ senkrecht zum ursprünglichen elektrischen Feld $E = k_{\perp} \phi(\underline{k})$ verursacht. Dieser Effekt ist durch den dritten Term des Kopplungskoeffizienten (3.11) repräsentiert ($\omega_{pe}^2 / \omega \omega_{ce}$ ist die Nichtdiagonalkomponente g des Dielektrizitätstensors).

Da die Ionen auf der Zeitskala der LH-Welle unmagnetisiert sind ($\omega_{ci} \ll \omega$) und der Elektronenbewegung nicht folgen, baut sich ein elektrisches Feld in Richtung der nichtlinearen ExB-Drift (also senkrecht zu $\underline{E}$) auf und $k_{\perp}$ wird gedreht.

Wenn ein breites Spektrum von niederfrequenten Moden angeregt ist, beschreibt man die Wechselwirkung sinnvoll durch eine Streulänge l_s für 90° -Streuung.

Sie bezeichnet die Distanz, die die Welle senkrecht vom Magnetfeld propagiert, bevor ihre ursprüngliche Ausbreitungsrichtung um den Winkel $\pi/2$ gedreht ist.

Bei starker Streuung wird das $k_{\perp}$ -Spektrum schließlich isotrop, und der Energietransport geht in einen räumlichen Diffusionsprozeß über /3.4/.

Man kann formal eine Stoßfrequenz ν_s für 90° -Streuung einführen, die mit der Streulänge über die Beziehung

$$(3.15) \quad \nu_s = \omega / k_{\perp} l_s$$

verknüpft ist.

Wenn die spektrale Energiedichte $S(k_{\perp})$ der niederfrequenten Dichtefluktuationen bekannt ist, kann ν_s durch Integration der Modenkopplungsgleichung (3.10) ermittelt werden /3.3/.

Wir führen nun durch die Beziehung

$$(3.16) \quad \cos \beta = \frac{k' \cdot k}{k' k}$$

den Winkel β zwischen $\underline{k}'$ und $\underline{k}$ ein.

$k_{L\perp}$ ist über die Auswahlregeln (3.9) mit der Wellenzahl $k_{\perp}$ der LH-Welle verknüpft. Ist das niederfrequente Spektrum isotrop, so kann man schreiben

$$(3.17) \quad k_{L\perp} = 2 k_{\perp} \sin \beta/2 .$$

Für die Details der weiteren Rechnung sei auf /3.3/ verwiesen. Für hinreichend kleine Fourieramplituden $\hat{n}_{kL}$ folgt

$$(3.18) \quad v_s = \frac{4\pi k_{\perp}}{\omega/k_{\perp} (\partial D(\omega, \underline{k})/\partial \omega)^2} \int_0^{2\pi} J(\beta) S(2k_{\perp} \sin \beta/2) \sin^2 \beta/2 d\beta$$

mit

$$J(\beta) = \left[1 - 2 \frac{k_{\perp}^2}{k^2} \left(\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} \right) \right]^2 \sin^2 \beta/2 + \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega \omega_{ce})^2} \sin^2 \beta .$$

Wenn die spektrale Verteilung $S(2k_{\perp} \sin \beta/2)$ bekannt ist (sie läßt sich experimentell bestimmen), können die auftretenden Integrale numerisch ausgewertet werden.

Die auf diese Weise bestimmte Streulänge ist im wesentlichen von der Lower-Hybrid-Dispersion $D(\omega, \underline{k})$, der spektralen Verteilung $S(k_{\perp})$ und vom Verhältnis $k_{\perp}/k_{L\perp}$ abhängig.

In toroidalen Plasmen ist im allgemeinen die poloidale Wellenzahl k_{θ} der eingekoppelten LH-Welle klein ($k_{\theta} \ll k_r$, $k_{\perp} \approx k_r$).

Die senkrechte Gruppengeschwindigkeit ist dann radial einwärts gerichtet.

Wenn die Streulänge klein gegen den Plasmaradius ist ($l_s \ll a$), treten azimutale Komponenten auf und ein beträchtlicher Teil der Wellenenergie kann in der Plasmarandschicht absorbiert werden.

In der Streuung verliert die Lower-Hybrid-Welle an Kohärenz. Der Verlust der Phaseninformation läßt sich durch die Kohärenzlänge l_c beschreiben. Die bisherigen Überlegungen gelten streng genommen, solange l_c größer als die

Korrelationslänge ξ_c der Dichtefluktuationen ist, die aus der Breite der spektralen Energieverteilung $S(k_L)$ abgeschätzt werden kann.

Für $k_L \leq k_{L1}$ ist die Kohärenzlänge etwa durch die Streulänge gegeben /3.3/, und die Bedingung für die Gültigkeit des Modells wird

$$(3.18) \quad l_s > \xi_c .$$

4. DAMPFUNG DER LOWER-HYBRID-WELLE UND TURBULENTE ELEKTRONENHEIZUNG

In diesem Kapitel werden Beziehungen für die im Plasma aus der LH-Welle absorbierte Leistung hergeleitet. Wenn die parallele Phasengeschwindigkeit der Welle groß gegen die thermische Geschwindigkeit ist, spielt Landaudämpfung keine Rolle, und der Energietransfer auf die Teilchen ist durch Stöße und turbulente Dämpfung bestimmt. Im Falle der turbulenten Elektronenheizung ist man dabei auf sehr grobe Abschätzungen angewiesen.

Ist darüber hinaus die lokale Heizrate und Energieeinschlußzeit bekannt, läßt sich eine Energiebilanz für die Plasmakomponenten aufstellen und wir können Rückschlüsse auf die wirksamen Heizprozesse ziehen. Wir werden uns hier auf Elektronenheizung beschränken.

4.1 Wellendämpfung über Stöße

Im stoßfreien Plasma beträgt die Phasenverschiebung zwischen der oszillierenden Geschwindigkeit $\underline{v}$ der Teilchen und dem Hochfrequenzfeld $\underline{E} = \underline{E}_0 e^{i\omega t}$ genau $\pi/2$, und die Teilchen nehmen im zeitlichen Mittel keine Leistung aus dem Feld auf. Erst wenn Phasenstörungen in der oszillierenden Geschwindigkeit durch Stöße hervorgerufen werden, ist die Dissipation der Oszillationsenergie möglich.

Die hochfrequente Stromdichte $\underline{j} = \langle n_0 \underline{v} \rangle$ ist über den Leitfähigkeitstensor

$$(4.1) \quad \underline{\underline{\sigma}} = i\omega\epsilon_0 (\underline{\underline{K}} - \underline{\underline{I}})$$

mit dem elektrischen Feld verknüpft:

$$(4.2) \quad \underline{j} = \underline{\underline{\sigma}} \cdot \underline{E}.$$

Die pro Volumeneinheit aus dem Hochfrequenzfeld absorbierte Leistung ist dann

$$(4.3) \quad P^S = \text{Re} \langle \underline{j} \cdot \underline{E} \rangle = \text{Re} \langle \underline{E}^* \cdot \underline{\underline{\sigma}} \cdot \underline{E} \rangle,$$

wobei die Mittelung über eine Periode des elektrischen Feldes erfolgt.

Für die Elektronen erhalten wir aus (4.3) nach der Aufsummation über alle Komponenten des gestreuten Spektrums

$$(4.4) \quad P_e^S = \frac{1}{2} \epsilon_0 \sum_{k'} \left[k_{\perp}^2 \phi'^2(\omega, \underline{k}') \frac{\omega_{pe}^2 v_e}{\omega_{ce}^2} + k_{\parallel}^2 \phi'^2(\omega, \underline{k}') \frac{\omega_{pe}^2 v_e}{(\omega^2 + v_e^2)} \right].$$

Der erste Term beschreibt hier die Dissipation der senkrechten Oszillationsenergie, der zweite den Energietransfer aus der parallelen Elektronenbewegung.

4.2 Turbulente Dämpfung

Wir haben in Kapitel 3.2 gesehen, daß die Wechselwirkung der LH-Welle mit den Driftmoden eine nichtlineare ExB Drift senkrecht zum ursprünglichen elektrischen Feld E verursacht. Es tritt dann ein Elektronenstrom $j_e' = en_{KL} k_{\perp} \phi(\underline{k})/B_0$ auf, der im schwach turbulenten Fall um $\pi/2$ phasenverschoben zum gestreuten Wellenfeld $k_{\perp}' \phi'(\underline{k}')$ oszilliert. Wie im linearen Fall ist eine Dissipation nur durch Stöße möglich, wenn wir Landaudämpfung vernachlässigen können.

Bei hohen Fluktuationsamplituden wird die Kohärenzlänge der gestreuten LH-Welle kleiner als die Korrelationslänge ξ_c . Die Streuung kann dann nicht mehr als Überlagerung statistisch unabhängiger Phasenstörungen behandelt werden, und die Theorie der schwachen Turbulenz ist nicht mehr gültig.

Die Fouriermoden des gestreuten Spektrums treten in Wechselwirkung miteinander, und die Bewegung der Teilchen geht für hinreichend hohe Feldstärken in stochastisches Verhalten über. Es treten dann starke Phasenstörungen auf, und man erwartet, daß die nichtlineare ExB-Drift anomale Dissipation der Wellenenergie hervorruft und die Teilchen aus dem turbulenten Spektrum aufgeheizt werden. Es ist schwierig, unter diesen Voraussetzungen Aussagen über die

absorbierte Leistung zu machen, und man ist auf sehr vereinfachte Betrachtungen angewiesen.

Die turbulente Dämpfung der Moden $\phi'(\underline{k}')$ läßt sich analog zur Stoßdämpfung durch eine effektive Stoßfrequenz $\nu_{\text{eff}}(\underline{k}')$ beschreiben. Die absorbierte Leistung wird dann

$$(4.5) \quad P_e^t = \frac{1}{2} \epsilon_0 \sum_{\underline{k}'} k_{\perp}^2 \phi'^2(\underline{k}') \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} \cdot \nu_{\text{eff}}(\underline{k}').$$

Wenn man von der Überlegung ausgeht, daß die Elektronenbewegung im Hochfrequenzfeld durch die turbulente Diffusion der Teilchen gestört ist, erhält man eine Abschätzung für die effektive Stoßfrequenz mithilfe des Diffusionskoeffizienten /4.2/:

$$(4.6) \quad \nu_{\text{eff}}(\underline{k}') = D_{\perp}^t \cdot k_{\perp}^2.$$

Für Driftwellenturbulenz ($D^t = D^{Dt}$) folgt dann mit (2.28)

$$(4.7) \quad \nu_{\text{eff}}(\underline{k}') = \frac{1}{2} \frac{k_{\perp}^2}{m_i} \sum_{\underline{k}_L} \Delta\omega_{\underline{k}_L} (k_{\perp L} \rho_s \hat{n}_{\underline{k}_L} / \omega'_{\underline{k}_L})^2 \cdot k_{\perp}^2.$$

Für mäßige Amplituden der Fluktuationen ($\hat{n}_{\underline{k}_L} \geq 0.1$) erhält man effektive Stoßfrequenzen weit oberhalb der klassischen Stoßfrequenz. Solche Amplituden sind in toroidalen Plasmen mit geringer Verschönerung (l=2 Stellarator) durchaus realistisch, so daß ein signifikanter Beitrag der turbulenten Dämpfung zur Elektronenheizung zu erwarten ist.

4.3 Elektronenenergiebilanz

Die Elektronentemperatur, die sich im Plasma einstellt, ist durch das Gleichgewicht zwischen Leistungszufuhr und -verlust bestimmt.

Die Elektronentemperatur im Targetplasma sei $kT_{e0}(r)$. Wenn wir nun einen Lower-Hybrid Heizpuls in das Plasma einkoppeln, nehmen die Elektronen zusätzlich Leistung aus dem Hochfrequenzfeld auf. Unter der Voraussetzung, daß die Elektronendichte konstant bleibt, wird die zeitliche Entwicklung der Elektronenenergie $kT_e(r,t)$ durch die lokale Bilanzgleichung

$$(4.8) \quad \frac{3}{2} n_e \frac{\partial kT_e(r,t)}{\partial t} = p_e^S(r) + p_e^T(r) - \frac{3}{2} n_e \frac{kT_e(r,t) - kT_{e0}(r)}{\tau_e^E(kT_e, r)}$$

beschrieben.

$kT_e(r,t)$ kann experimentell durch zeit- und orts aufgelöste Sondenmessungen bestimmt werden: $\tau_e^E(r)$ ist die lokale Energieeinschlußzeit der Elektronen.

Im einzelnen tragen zum Energieverlust bei:

- Strahlungsverluste (im betrachteten schwach ionisierten Wasserstoffplasma durch die Stoßanregung atomarer oder molekularer Niveaus gegeben); Verlustrate $1/\tau_e^S(r)$
- Ionisationsverluste ($\sim 1/\tau_e^I(r)$)
- Heizung der neu erzeugten Elektronen ($\sim 1/\tau_e^H(r)$)
- Verluste durch Wärmeleitung ($\sim 1/\tau_e^W(r)$)
- Leistungsübertragung auf die Ionen ($\sim 1/\tau_e^i(r)$).

Die Energieeinschlußzeit - im allgemeinen stark von der Elektronentemperatur abhängig - ist dann gegeben durch

$$(4.9) \quad \frac{1}{\tau_e^E(r)} = \frac{1}{\tau_e^S(r)} + \frac{1}{\tau_e^I(r)} + \frac{1}{\tau_e^H(r)} + \frac{1}{\tau_e^W(r)} + \frac{1}{\tau_e^i(r)} .$$

Im turbulenten Plasma erwartet man wegen der starken Konvektion senkrecht zum Magnetfeld erhöhte Verluste durch anomale Wärmeleitung. Auch die Energieüber-

tragung auf die Ionen - im ungestörten Plasma durch die Relaxation über Coulombstöße gegeben - kann beträchtlich zunehmen.

Auch ohne die Kenntnis der einzelnen Verlustarten kann die Energieeinschlußzeit $\tau_e^E(r)$ aus dem Abklingen der Elektronentemperatur nach dem Abschalten des LH-Heizpulses ermittelt werden.

Die Bilanzgleichung gestattet dann einen quantitativen Vergleich verschiedener Heizmechanismen (in unserem Fall Stoßdämpfung und turbulente Wellenabsorption).

5. DER WIIA-STELLARATOR

Abb. 5.1 gibt einen Überblick über die Apparatur mit den verschiedenen Diagnostikeinrichtungen. Die wichtigsten konstruktiven Daten und Plasma-parameter sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt.

Das toroidale Magnetfeld wird durch 32 wassergekühlte Spulen erzeugt. Zwei Paare helischer Leiter, die unmittelbar auf dem Liner innerhalb der Toroidalfeldspulen angebracht sind, erzeugen die Rotationstransformation ($\kappa < 0.5$). Hauptfeldspulen und Helix sind druckwassergekühlt; deshalb kann das Experiment stationär betrieben werden. Die maximale Inhomogenität des Hauptfeldes beträgt im Plasmaaußenbereich ($r = 5$ cm) etwa 4 %.

Die Rotationstransformation ist vom Verhältnis der Ströme I_H/I_T durch Helix und Toroidalfeldspulen abhängig, und Berechnungen für die Konfiguration des WIIA-Stellarators liefern /5.1/

$$\kappa = 1.99 \cdot 10^{-2} (I_H/I_T)^2 + 9.72 \cdot 10^{-5} (I_H/I_T)^4 .$$

Die Verscherung des Magnetfeldes ist beim $l = 2$ Stellarator von der Rotationstransformation abhängig. Maximal erreicht man für $\kappa = 0.5$ eine Verscherung $L_S/L_n \approx 800$, und die entsprechende Änderung der Rotationstransformation über den Plasmaradius beträgt 5 %. Der WIIA-Stellarator ist eine Minimum-B-Konfiguration; die magnetischen Feldlinien sind also im Mittel zum Plasmazentrum gekrümmt (der Bereich günstiger Krümmung überwiegt um etwa 3 %). Der Liner wird über vier Pumpstutzen evakuiert, deren Durchmesser wegen des geringen Abstandes der Toroidalfeldspulen auf 50 mm beschränkt ist. Das effektive Saugvermögen der verwendeten Turbopumpe wird deshalb von 1500 l/s auf etwa 400 l/s herabgesetzt. Auf der Vorvakuumseite ist eine Drehschieberpumpe angeschlossen.

Die Druckmessung im Vakuumgefäß erfolgt über Ionisationsmanometer, deren Meßröhren an drei verschiedenen Positionen direkt am Liner angeflanscht sind.

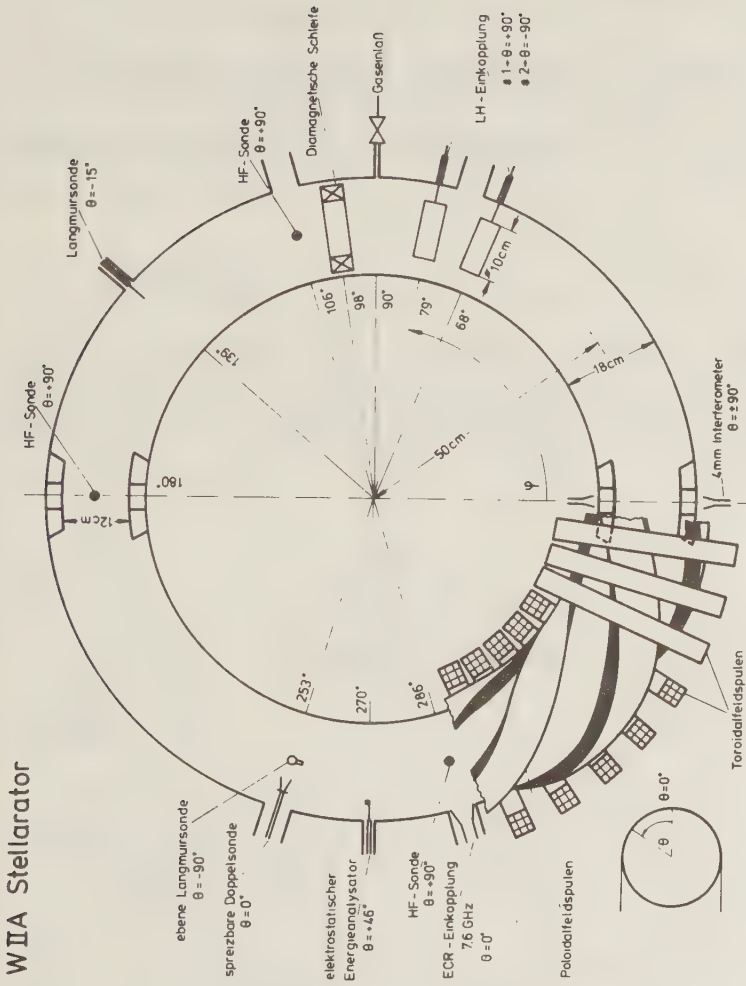


Abb. 5.1: Schematische Darstellung des WIIA-Stellarators mit den Positionen der verschiedenen Diagnostikeinrichtungen. Rechts im Bild ist die LH-Antenne angedeutet (hier wird nur ein Ring beschriftet)

Tabelle 5.1: Überblick über die wichtigsten konstruktiven Daten und
Plasmaparameter

konstruktive Daten	Targetplasma	LH-Heizung
$R = 50 \text{ cm}$ $a = 9 \text{ cm}$	ECR-Entladung in H_2 $\omega_{ci}/2\pi = 4.1 \text{ MHz}$ $\omega_{ce}/2\pi = 7.6 \text{ MHz}$	$50 \text{ MHz} \leq \omega/2\pi \leq 150 \text{ MHz}$
$B_t \leq 0.3 \text{ T}$	$P_{MW} \leq 400 \text{ W}$	$P_{RF} \leq 1 \text{ kW}$
$x \leq 0.5$	$\tau_{MW} \leq 10 \text{ ms}$	$0.5 \mu\text{s} \leq \tau_{RF} \leq 5 \text{ ms}$
$L_s/L_n \geq 800$	$10^{16} \text{ m}^{-3} \leq n_e \leq 5 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$	
	$1.5 \text{ eV} \leq kT_{eo} \leq 5 \text{ eV}$	$\Delta kT_{e \text{ max}} = 10 \text{ eV}$
	$0.5 \text{ eV} \leq kT_{io} \leq 2 \text{ eV}$	$\Delta kT_{i \text{ max}} = 4 \text{ eV}$
	$10^5 \text{ s}^{-1} \leq v_{en} \leq 4 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$	
	$5 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1} \leq v_{ei} \leq 3 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$	
	$2 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1} \leq v_{in} \leq 10^4 \text{ s}^{-1}$	

Nach mehrtägiger Evakuierung wird ein Enddruck von etwa 10^{-4} Pa erreicht. Das Plasma wird in Wasserstoff erzeugt. Um die Verunreinigungen niedrig zu halten, wird im durchströmenden Betrieb gearbeitet. Der Gaseinlaß erfolgt dabei über ein schnell ansprechendes piezo-elektrisches Ventil, das von einem automatischen Druckregelsystem (Veeco APC 110) angesteuert wird. Der Fülldruck ($5 \cdot 10^{-3}$ Pa $\leq p \leq 3 \cdot 10^{-2}$ Pa) läßt sich durch die Regelung auf etwa 3 % konstant halten.

5.1 Plasmaerzeugung

Das Targetplasma wird im Bereich der Elektronenzyklotronresonanz erzeugt, die für das verwendete Magnetfeld $B_t = 0.26$ T bei etwa 7.6 GHz liegt (ECR-Entladung). Abb. 5.2 zeigt schematisch die Erzeugung und Einkopplung der Mikrowelle.

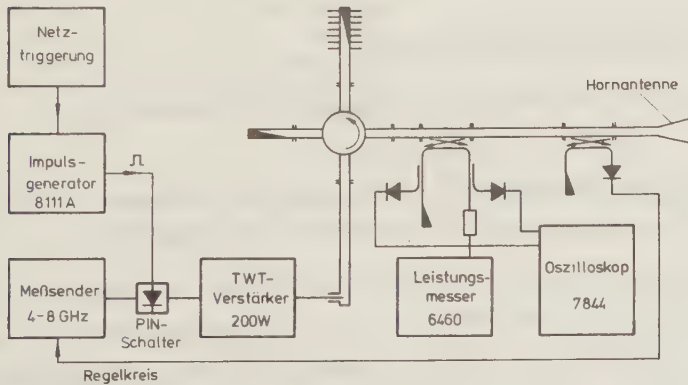


Abb. 5.2: Schema der Mikrowellenerzeugung mit Übertragungsleitung und Hornantenne ($f_{MW} = 7.6$ GHz, $P_{MW} \leq 400$ W)

Aus dem kontinuierlichen Signal eines Meßsenders ($P \leq 50$ mW) erzeugt man mit einem Diodenschalter (PIN-Schalter) Mikrowellenpulse mit einer Zeitdauer

$\tau_{MW} \leq 10$ ms. Zur Verstärkung wird eine Wanderfeldröhre (TWT) eingesetzt, die eine maximale Leistung von etwa 400 W abgeben kann. Über ein Hohlleitersystem, das einen Zirkulator zum Schutz der Röhre zu hohem Stehwellenverhältnis enthält, wird der Mikrowellenpuls einer Hornantenne zugeleitet, die im Vakuum in der Wandebene des Liners angebracht ist. Zur Messung der eingekoppelten und reflektierten Leistung sind verschiedene Richtkoppler vorgesehen. Ein Regelkreis hält die eingekoppelte Leistung konstant.

Die abgestrahlte Welle ist senkrecht zum Magnetfeld polarisiert, so daß im wesentlichen die außerordentliche Mode im Plasma angeregt wird. Da die Wellenlänge ($\lambda_{MW} \approx 4$ cm) klein gegen die Abmessungen des Liners ist, stellt das Vakuumgefäß praktisch einen Multimodenresonator dar.

Nach der Zündung des Plasmas werden 75-85 % der angebotenen Mikrowellenleistung absorbiert. Die Wiederholrate des Pulses ist 50 Hz, und der Betrieb des Experimentes erfolgt synchron zur Netzfrequenz.

5.2 Einkopplung der Lower-Hybrid-Welle

In das Targetplasma wird zur Anregung von LH-Wellen ein hochfrequenter Puls ($30 \text{ MHz} \leq \omega/2\pi \leq 200 \text{ MHz}$, $\tau_{RF} \leq 5$ ms) eingekoppelt.

Abb. 5.3 zeigt einen Ausschnitt des Liners mit der benutzten Antenne. Das vom Meßsender erzeugte Ansteuersignal wird auf einen Ringmischer (double balanced mixer) gegeben, der die Funktion eines schnellen Schalters hat. Der Rechteckimpuls, der diesen Schalter öffnet, wird phasenstarr vom Hochfrequenzsignal getriggert. Auf diese Weise können Bursts von der Länge einiger Schwingungsperioden mit konstanter Anfangsphase erzeugt werden, und die Untersuchung der zeitlichen Dämpfung der LH-Welle im Plasma wird möglich.

Der Hochfrequenzpuls wird einem Breitband-Kettenverstärker zugeleitet, der im gesamten interessierenden Frequenzbereich eine Leistung $P_{RF} \leq 1$ kW abgeben kann.

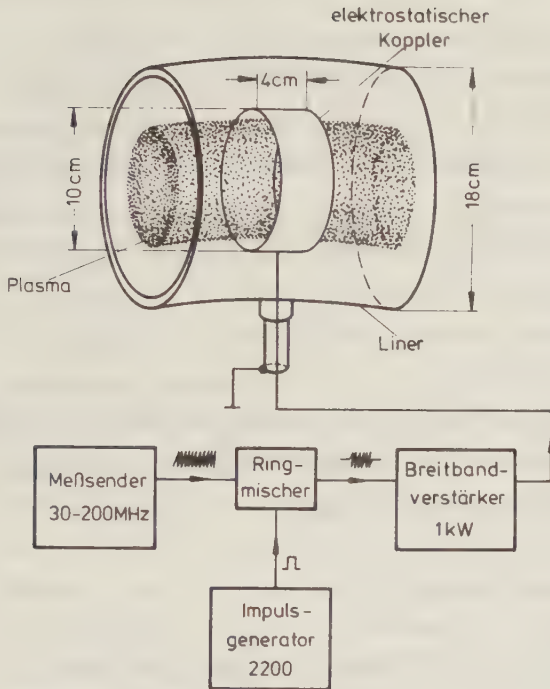


Abb. 5.3: Torusausschnitt mit schematischer Darstellung der Einkoppelstruktur für die Lower-Hybrid-Welle

Die Einkopplung erfolgt über eine ringförmige, elektrostatische Antenne, die konzentrisch im Liner angeordnet ist. Das im Plasma angeregte Wellenfeld ist deshalb poloidalsymmetrisch ($\underline{E} = (E_r, 0, E_{||})$). In der Übertragungsleitung ist ein Richtkoppler zur Bestimmung der eingekoppelten Leistung vorgesehen.

6. PLASMADIAGNOSTIK

Neben einem 74 GHz-Mikrowelleninterferometer, das zur Bestimmung der mittleren Elektronendichte dient, werden hauptsächlich elektrostatische Sonden eingesetzt (Abb. 5.1). Die radialen Profile von Dichte und Elektronentemperatur können so gemessen werden. Darüber hinaus liefern die Sonden-signale Informationen über die Fluktuationen und die hochfrequenten Potentiale im Plasma. Kennt man die Empfindlichkeit der Sonden, so ist eine Absolutbestimmung der elektrischen Feldstärke der LH-Welle im Plasma möglich. Das zur Kalibrierung benutzte Verfahren wird in Abschnitt 6.3 vorgestellt. Führt man eine Korrelationsanalyse von zwei verschiedenen Sonden-signalen durch, so läßt sich die Dispersion der im Plasma angeregten Wellen - oder, im turbulenten Fall - die spektrale Energieverteilung $S(\omega, k)$ ermitteln. Im folgenden wird näher auf die verwendeten Verfahren eingegangen.

6.1 Mikrowelleninterferometrie

Zur Bestimmung der mittleren Elektronendichte wird das Plasma radial mit einer elektromagnetischen Welle durchstrahlt. Man regt dabei die ordentliche Mode an, die parallel zum statischen Magnetfeld B_0 polarisiert ist. Ihre Phasengeschwindigkeit ist eine Funktion der Elektronendichte:

$$(6.1) \quad \frac{\omega}{k} = \frac{1}{c} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)^{1/2} = \frac{1}{c} \left(1 - \frac{n_e}{n_c}\right)^{1/2} .$$

Oberhalb der Cut-off-Dichte $n_c = \epsilon_0 m_e \omega^2 / e^2$ ist der Brechungsindex kc/ω rein imaginär, und die Welle propagiert nicht.

Die Ein- und Auskopplung der Testwelle erfolgt über Hornantennen, die in der Wandebene des Liners angebracht sind.

Beim Durchlaufen des Plasmas mit dem Radius r_p erfährt die Testwelle gegenüber

einer Referenzwelle eine Phasenverschiebung

$$(6.2) \quad \Delta\phi = \int_{-r_p}^{+r_p} ((1-n_e/n_c)^{1/2} - 1) dr,$$

die durch die Überlagerung beider Wellen in einem hybriden Mischer gemessen werden kann.

Für kleine Elektronendichten ($n \ll n_c$) erhält man

$$(6.3) \quad \bar{n}_e = \frac{1}{2r_p} \int_{-r_p}^{+r_p} n_e(r) dr = \frac{\Delta\phi n_c}{k r_p}$$

Um Reflexionen der Testwelle an der Metallwand des Liners und an der Plasmaoberfläche zu vermeiden, sollte die Wellenlänge klein gegen die charakteristische Länge des Dichtegradienten L_n und den Gefäßradius a sein. Man strebt also möglichst hohe Frequenzen an. Andererseits nimmt die Nachweisempfindlichkeit des Interferometers (gegeben durch die kleinste meßbare Phasendifferenz) mit $1/\omega^2$ ab. Am WIIA-Stellarator werden mit 4 mm-Wellen ($\omega/2\pi = 74$ GHz) gute Ergebnisse erzielt, während sich 8 mm-Wellen (35 GHz) wegen zu starker Wandreflexionen als ungeeignet erwiesen.

6.2 Elektrostatische Sonden

In Plasmen niedriger Dichte und Elektronentemperatur ist man zur ortsauflösten Bestimmung der Plasmaparameter auf Sonden angewiesen. Verwendet werden hauptsächlich ebene und zylindrische Einzelsonden, deren Elektrode aus Wolfram besteht. Die vorzugsweise verwendeten Typen sind in Abb. 6.1 dargestellt. Alle Sonden sind auf verstellbare Vakuumdurchführungen montiert und können mithilfe von Servomotoren über den gesamten Plasmaradius bewegt werden. Die Sonden-zuleitung ist bis zur Elektrode in 50- Ω -Koaxialtechnik ausgeführt,

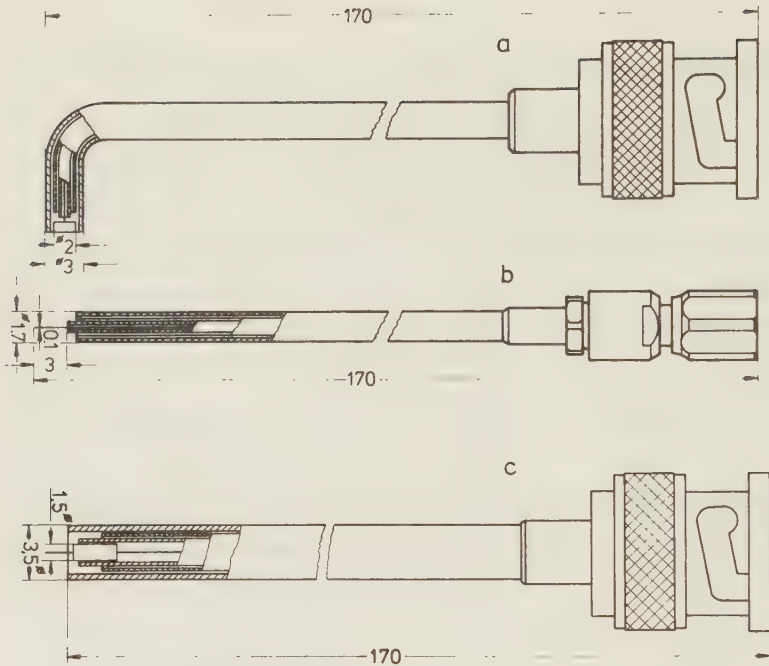


Abb. 6.1: Verwendete Sondentypen:

- a) ebene Langmuir-Sonde
- b) zylindrische Langmuir-Sonde
- c) Hochimpedanzsonde

Hier ist eine Widerstand $R = 100 \text{ k}\Omega$
Sondenspitze integriert.

damit Messungen im Hochfrequenzbereich möglich sind.

Der Außenleiter ist vom Plasma über ein Keramikröhrchen isoliert.

Das radiale Dichteprofil läßt sich aus dem Ionensättigungsstrom bestimmen, der durch

$$(6.4) \quad I_i^S(r) = n_e(r) \cdot (kT_e/m_i)^{1/2} \cdot A_S \cdot F_S$$

gegeben ist. A_S ist hier die Sondenoberfläche.

Mit dem Proportionalitätsfaktor $F_S = f(kT_e/kT_i, \lambda_{De}/r_S, V_S)$ berücksichtigt man die Schichtgeometrie (r_S ist der Sondenradius, V_S die Sondenspannung bezogen auf das Plasmapotential).

Nur für den magnetfeldfreien Fall kann dieser Faktor der Theorie von Lafromboise /6.1/ entnommen werden. Wir setzen die Sonden deshalb nur zur Bestimmung des Dichteprofiles ein und ermitteln den Absolutwert mit dem Mikrowelleninterferometer. Wenn die Elektronentemperatur nur wenig über den Plasmaradius variiert, ist der Ionensättigungsstrom näherungsweise proportional zur Ladungsträgerdichte $n_e(r)$.

Auch im magnetisierten Plasma ist die Sonde noch gut zur Bestimmung der Elektronenenergie geeignet, wenn man den Elektronenanlaufstrom I_e^a in der Nähe des Floatingpotentials V_{f1} auswertet /6.2/. Sind die Elektronen maxwellverteilt, so erhalten wir die Temperatur aus der Beziehung

$$(6.5) \quad \frac{kT_e}{e} = \frac{d \ln I_e^a}{dV_S}$$

Im starken Magnetfeld (besonders in einer ECR-Entladung) kann sich eine anisotrope Geschwindigkeitsverteilung einstellen ($kT_{e\perp} \neq kT_{e\parallel}$).

Die Parallelkomponente der Elektronenenergie läßt sich dann mit einer ebenen Sonde messen, deren Elektrodenfläche senkrecht zum Magnetfeld orientiert ist, während zur Bestimmung von $kT_{e\perp}$ vorteilhaft zylindrische Sonden (parallel zu B_0 ausgerichtet) eingesetzt werden.

6.3 Bestimmung hochfrequenter Potentiale im Plasma

Sonden sind grundsätzlich zur Messung von Hochfrequenzpotentialen im Plasma geeignet, wenn ihre Abmessungen klein gegen die Wellenlänge sind und man voraussetzen kann, daß der Potentialverlauf im Plasma nicht zu stark gestört wird. Verwendet man einfache Langmuir-Sonden, so muß für die Absolutbestimmung im allgemeinen die Impedanz der Grenzschicht zwischen Sonde und Plasma bekannt sein. Dies läßt sich am besten anhand eines Ersatzschaltbildes (Abb. 6.2a) verdeutlichen.

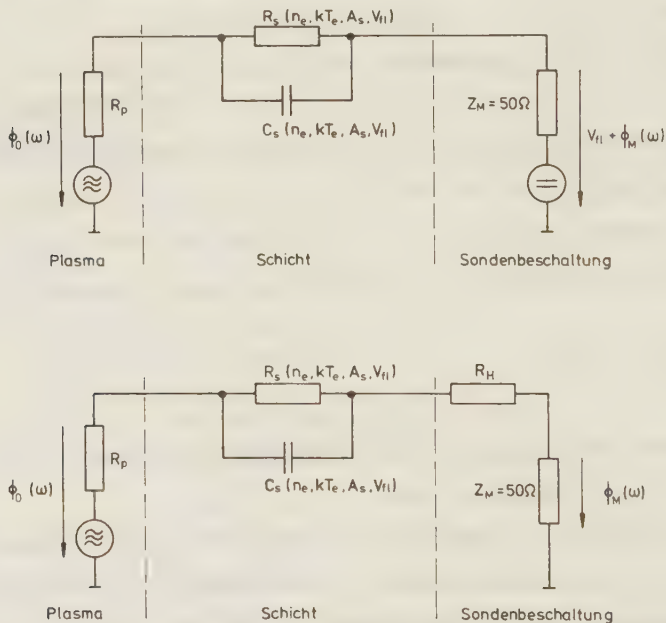


Abb. 6.2: Hochfrequentes Ersatzschaltbild für die Sonde:

- einfache Langmuir-Sonde
- Hochimpedanzsonde

Wir fassen das Plasma als hochfrequente Spannungsquelle mit dem Innenwiderstand R_p auf. An der Schichtkante liegt dann das Potential $\phi_o(\omega)$. Die komplexe Schichtimpedanz Z_s läßt sich für $\omega \approx \omega_{pi}$ näherungsweise durch einen Widerstand R_s und einen dazu parallel geschalteten Kondensator C_s darstellen:

$$(6.6) \quad Z_s = \frac{R/i\omega C_s}{R_s + 1/i\omega C_s}$$

Die Sondenelektrode ist über ein 50Ω-Koaxialkabel mit dem Meßwiderstand $R_M = 50\Omega$ verbunden. Die Gleichspannungsquelle dient dazu, die Sonde auf Floatingpotential zu bringen. Der Meßwiderstand bildet mit der Schichtimpedanz einen Spannungsteiler, und die Empfindlichkeit der Sonde ist dann gegeben durch

$$(6.7) \quad \frac{|\phi_M(\omega)|}{|\phi_o(\omega)|} = R_M \left(\frac{1}{R_s^2} + \omega^2 C_s^2 \right)^{1/2} .$$

Bei der Hochimpedanzsonde (Abb. 6.2b) versucht man, die Abschlußimpedanz der Sondenelektrode groß gegen die Schichtimpedanz zu machen. Dazu integriert man einen hochohmigen Widerstand $R_H \gg |Z_s|$ direkt in die Sondenspitze (Abb. 6.1c). Die Schichtimpedanz spielt dann keine Rolle für die Potentialmessung, und die Empfindlichkeit ist

$$(6.8) \quad \frac{\phi_M(\omega)}{\phi_o(\omega)} = \frac{R_M}{R_H + R_M} .$$

In der Praxis muß die parasitäre Kapazität $C_{st} \approx 0.2$ pF zwischen Sondenelektrode und Abschirmung berücksichtigt werden. In dem hier interessierenden Frequenzbereich $35 \text{ MHz} \leq \omega/2\pi \leq 150 \text{ MHz}$ verringert sich die Abschlußimpedanz dadurch beträchtlich und die Schichtimpedanz ist bei den im Experiment vorliegenden

Plasmadichten nicht mehr zu vernachlässigen. Die Hochimpedanzsonde bietet daher hier keine besonderen Vorteile. Der geringeren Abmessungen wegen wurden bevorzugt zylindrische Langmuir-Sonden eingesetzt.

Die Schichtimpedanz Z_s muß dann bekannt sein. Der Realteil R_s ist in guter Näherung frequenzunabhängig. Wenn die Sonde auf Floatingpotential liegt, läßt sich R_s durch Gleichsetzen von Ionensättigungsstrom und Elektronenlaufstrom berechnen /6.3/:

$$(6.9) \quad R_s(V_{f1}) = \left[(2\pi m_e)^{1/2} / A_s n_e e^2 \right] (kT_e/e)^{1/2} \exp(eV_{f1}/kT_e)$$

Diese Beziehung bleibt auch im Magnetfeld näherungsweise gültig.

Experimentell kann R_s aus der statischen Sondenkennlinie bestimmt werden:

$$(6.10) \quad R_s = (\partial I_s / \partial V_s)^{-1} - R_p$$

Im magnetfeldfreien Fall ist der Innenwiderstand R_p des Plasmas zu vernachlässigen und R_s kann direkt aus der Steigung der Kennlinie ermittelt werden. Im toroidalen Plasma ist R_p durch die Leitfähigkeit quer zum einschließenden Magnetfeld bestimmt. In Abb. 6.3 ist die beim Floatingpotential gemessene Steigung der Kennlinie gegen die Plasmadichte aufgetragen. Ein Vergleich mit dem nach (6.9) berechneten Schichtwiderstand zeigt, daß R_p klein gegen R_s ist ($R_p \approx 0.1 R_s$). Der Schichtwiderstand ist also in guter Näherung durch (6.9) gegeben.

Die Elektronendichte n_e wurde aus dem Ionensättigungsstrom der Sonde bestimmt, die zuvor mit dem Mikrowelleninterferometer kalibriert worden war.

Experimentell hat sich gezeigt, daß die Schichtkapazität der zylindrischen Sonde im magnetfeldfreien Fall in guter Näherung durch

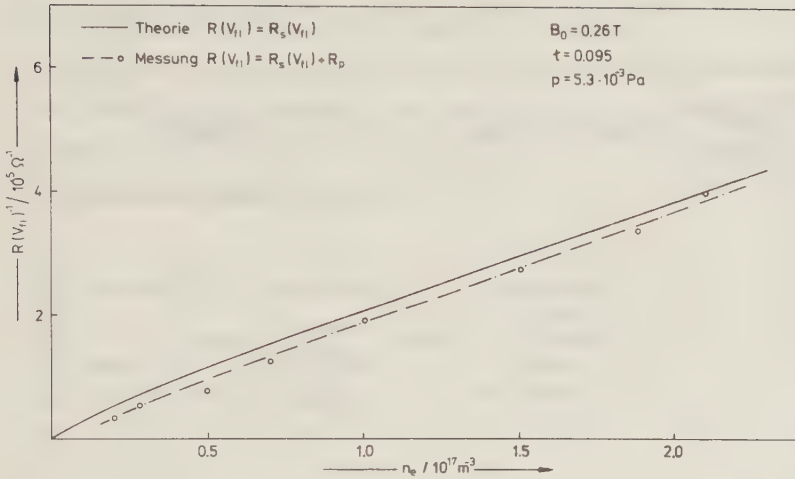


Abb. 6.3: Konduktanz $(R_s(V_{f1}) + R_p)^{-1}$ (Schicht und Plasma) in Abhängigkeit von der Elektronendichte n_e ; Vergleich mit der Theorie $R_s(V_{f1})^{-1}$ (Gleichung 6.9); $A_s = 9.4 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2$

$$(6.11) \quad C_s(V_{f1}) = 2\pi\epsilon_0 \frac{1}{\ln(s/r_s)}$$

gegeben ist /6.4/. l bezeichnet dabei die Länge der Sonde; s/r_s ist das Verhältnis von Schichtradius zu Sondenradius. Das System Plasma-Sonde wird dabei als Zylinderkondensator aufgefaßt, wobei die Schichtdicke $s - r_s$ durch das Child-Langmuir-Gesetz gegeben ist.

Im Magnetfeld kann die Schichtkapazität von (6.11) abweichen, und man ist auf die experimentelle Kalibrierung der Sonde angewiesen.

Dazu wird die Sonde mit einem Hochfrequenzsignal beaufschlagt (Abb. 6.4).

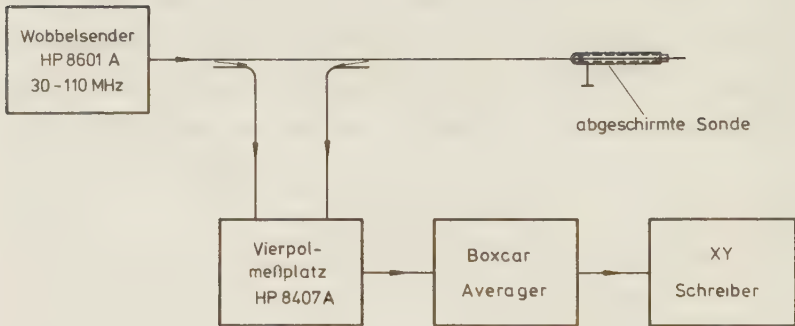


Abb. 6.4: Meßanordnung zur Bestimmung des Reflexionsfaktors einer Langmuir-Sonde im Plasma

Ein Vierpolmeßplatz vergleicht hinlaufendes und reflektiertes Signal nach Betrag und Phase. Ohne Plasma ist die Abstrahlung der Sonde vernachlässigbar, weil ihre Abmessungen klein gegen die Vakuumwellenlänge sind und man erhält vollständige Reflexion des angebotenen Signals.

Im Plasma bilden Sondenschicht und Plasmawiderstand die komplexe Impedanz

$$(6.12) \quad Z_G = \frac{-iR_S/\omega C_S}{R_S - i/\omega C_S} + R_p$$

und der Reflexionsfaktor ρ ist gegeben durch

$$(6.13) \quad \rho = |\rho| e^{i\zeta} = \frac{Z_G - R_M}{Z_G + R_M} \quad .$$

Bei bekanntem R_s und R_p läßt sich die Schichtkapazität aus dem gemessenen Reflexionsfaktor mithilfe der Beziehung (6.13) bestimmen.

Dazu geht man sinnvollerweise vom Absolutbetrag des Reflexionsfaktors aus, weil dieser erheblich genauer als die Phase gemessen werden kann. Die im Plasma absorbierte Leistung (proportional zu $1-|\rho|^2$) ist in Abb. 6.5 gegen die Elektronendichte aufgetragen.

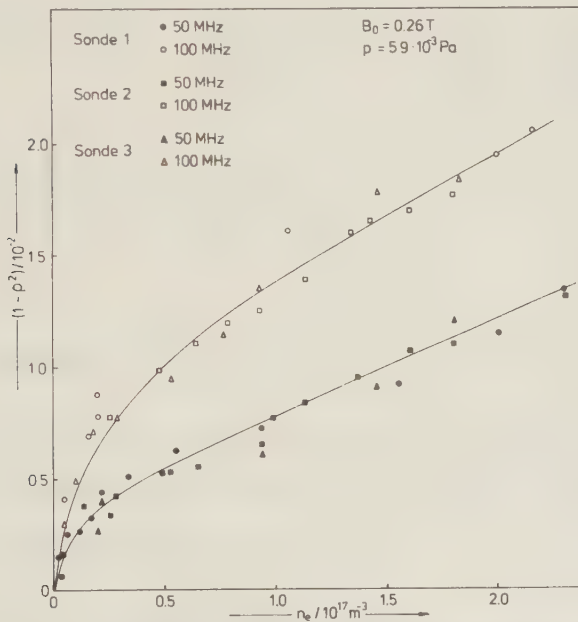


Abb. 6.5: Im Plasma absorbierte Leistung ($\sim 1-|\rho|^2$) in Abhängigkeit von der Elektronendichte n_e für zwei verschiedene Frequenzen

Bis hinab zu Dichten $n_e \approx 10^{16} \text{ m}^{-3}$ (hier ist ein Amplitudenverhältnis von 0.005 dB aufzulösen) werden reproduzierbare Ergebnisse erzielt. Die starke Frequenzabhängigkeit zeigt, daß das Verfahren gut zur Bestimmung der Schicht-

kapazität geeignet ist.

Löst man (6.13) nach C_S auf, so zeigt sich, daß das Ergebnis für $R_p \ll R_s$ nur schwach von R_p abhängt.

In Übereinstimmung mit der statischen Kennlinie setzen wir deshalb $R_p = 0.1 R_s$.

Abb. 6.6 zeigt die aus (6.13) ermittelte Schichtkapazität, die in guter Näherung frequenzunabhängig ist. Daraus kann man schließen, daß die Schichtimpedanz

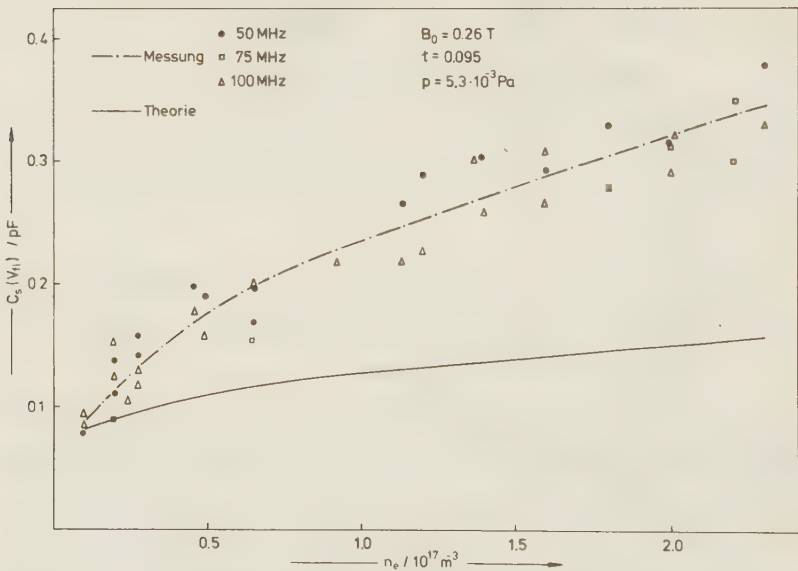


Abb. 6.6: Schichtkapazität $C_s(V_{f1})$ einer zylindrischen Sonde in Abhängigkeit von der Elektronendichte n_e und Vergleich mit der magnetfeldfreien Theorie (Gleichung 6.11); $A_s = 9.4 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2$

gut durch das verwendete Ersatzschaltbild dargestellt werden kann. Bei hohen Dichten liefert die Theorie für den magnetfeldfreien Fall (Gleichung 6.11) Schichtkapazitäten, die um einen Faktor 2 unter den gemessenen Werten liegen.

Die Empfindlichkeit der Sonde kann jetzt mit der Beziehung (6.7) aus der gemessenen Schichtimpedanz berechnet werden und ist in Abb. 6.7 für verschiedene Frequenzen als Funktion der Elektronendichte aufgetragen.

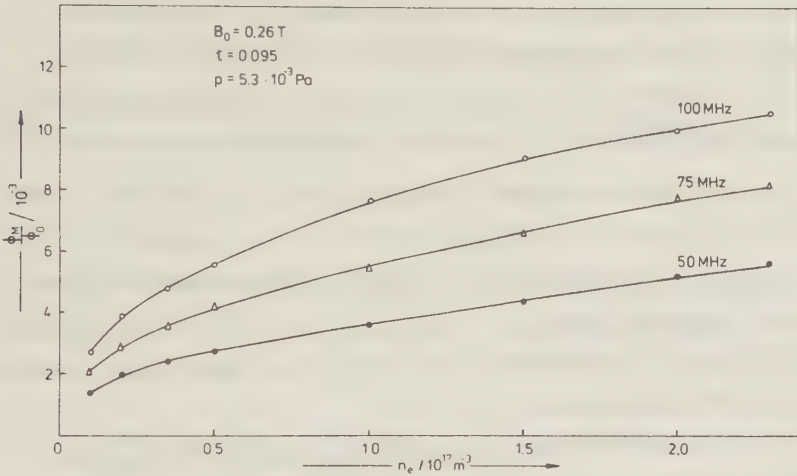


Abb. 6.7: Empfindlichkeit $|\phi_M|/|\phi_0|$ einer zylindrischen Sonde als Funktion der Elektronendichte n_e für drei verschiedene Frequenzen;

$$A_s = 9.4 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2$$

6.4 Die Korrelationsanalyse von Plasmafällen

Um quantitative Aussagen über die Wellenstreuung und die turbulente Dämpfung zu machen, muß man die Energiedichte der im Plasma angeregten Moden als Funktion der Frequenz ω und der Wellenzahl k kennen. Um die gewünschten Informationen zu erhalten, führt man eine Korrelationsanalyse der Signale zweier Sonden durch, die in einem Abstand x im Plasma positioniert sind.

Sind nur wenige Moden mit wohldefinierter Frequenz und Wellenzahl angeregt,

läßt sich die Dispersion $k(\omega)$ bei sorgfältiger analoger Filterung der Meßsignale aus der Korrelationsfunktion bestimmen.

Im Falle eines breiten Wellenspektrums ist es vorteilhafter, zunächst mit Hilfe digitaler Signalverarbeitungsverfahren die Fouriertransformierten der Sondensignale zu berechnen /6.5/. Daraus lassen sich Energiedichte und Wellenzahl für jede Frequenzkomponente ermitteln. Bei diesem Verfahren vermeidet man die problematische analoge Filterung und erhält die gewünschten Informationen gleichzeitig für den gesamten interessierenden Frequenzbereich.

Wenn man eine genügend große Zahl von Messungen durchführt, läßt sich die statistische Verteilung der spektralen Energiedichte $S(\omega, k)$ ermitteln /6.6/.

Die Varianz dieser Verteilung liefert schließlich Informationen über die Kohärenz der angeregten Moden.

Das niederfrequente Driftspektrum und das gestreute Lower-Hybrid-Spektrum werden nach diesen Methoden untersucht.

Zunächst soll kurz auf die theoretischen Grundlagen der Korrelationsanalyse eingegangen werden.

Die Meßgrößen sind zwei zeitlich fluktuierende Signale $\phi_1(x, t)$ und $\phi_2(x+\chi, t)$ (χ bezeichnet den Sondenabstand). Beim Driftspektrum handelt es sich dabei um Dichtefluktuationen, beim LH-Spektrum sind es hochfrequente Potentiale.

Die (im allgemeinen komplexen) Fouriertransformierten dieser Signale im Zeitintervall T sind

$$(6.14) \quad \begin{aligned} \phi_1(x, \omega) &= \int_{-T/2}^{+T/2} \phi_1(x, t) e^{i\omega t} dt \\ \phi_2(x+\chi, \omega) &= \int_{-T/2}^{+T/2} \phi_2(x+\chi, t) e^{i\omega t} dt \end{aligned} .$$

Die Leistungsspektren der Signale sind dann durch das Betragsquadrat der Fouriertransformierten gegeben:

$$(6.15) \quad P_{11}(x, \omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \phi_1^*(x, \omega) \phi_1(x, \omega)$$

$$P_{22}(x+\chi, \omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \phi_2^*(x+\chi, \omega) \phi_2(x+\chi, \omega) .$$

Als weitere wichtige Größe führen wir das komplexe Kreuzleistungsspektrum

$$(6.16) \quad P_{12} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \phi_1^*(x, \omega) \cdot \phi_2(x+\chi, \omega)$$

ein, das mit der Fouriertransformierten der Kreuzkorrelationsfunktion identisch ist.

Die Phasendifferenz $\Delta\theta_{12}(x, \omega)$ der beiden Signale ist dann leicht zu berechnen:

$$(6.17) \quad \Delta\theta_{12}(x, \omega) = \arctan \frac{\operatorname{Im} P_{12}(x, \omega)}{\operatorname{Re} P_{12}(x, \omega)} .$$

Bei bekanntem Sondenabstand χ erhält man daraus die Wellenzahl

$$(6.18) \quad k(x, \omega) = \Delta\theta_{12}(x, \omega) / \chi$$

und die Dispersion läßt sich im Falle kohärenter Moden auf diese Weise bestimmen.

Durch eine weitere (räumliche) Fouriertransformation erhält man schließlich aus dem Kreuzleistungsspektrum die spektrale Energiedichte

$$(6.19) \quad S(\omega, k) = \int P_{12}(x, \omega) e^{ikx} dx .$$

Weiter ist es nützlich, die spektrale Dichte bei einer Frequenz

$$(6.20) \quad S(\omega) = \int S(\omega, k) dk$$

und die spektrale Dichte bei einer Wellenzahl

$$(6.21) \quad S(k) = \int S(\omega, k) d\omega$$

einzuführen.

Im Falle einer wohldefinierten Dispersion ist $S(\omega, k)$ eindeutig durch $S(\omega)$ bestimmt:

$$(6.22) \quad S(\omega, k) = S(\omega) \delta(k - k(\omega)) .$$

Ein turbulenter Zustand läßt sich durch die spektrale Verbreitung der Moden charakterisieren.

Für jede Frequenzkomponente kann die Verteilung der Energiedichte über k durch eine Wahrscheinlichkeitsdichte /6.6/

$$(6.23) \quad s(\omega, k) = S(\omega, k) / S(\omega)$$

mit

$$\int s(\omega, k) dk = 1$$

beschrieben werden.

Das erste Moment dieser Verteilung liefert dann die mittlere Wellenzahl $\bar{k}(\omega)$ (identisch mit (6.18)):

$$(6.24) \quad \bar{k}(\omega) = \int k s(\omega, k) dk .$$

Das zweite Moment, die Varianz der Verteilung $s(\omega, k)$, ist ein Maß für die spektrale Breite:

$$(6.25) \quad \sigma_k^2(\omega) = \int (k - \bar{k}(\omega))^2 s(\omega, k) dk.$$

In der Praxis setzt man bei der Korrelationsanalyse digitale Signalverarbeitungsverfahren ein.

Grundsätzlich können nur Meßsignale endlicher Zeitdauer T analysiert werden, und die Ergebnisse sind Approximationen für die oben hergeleiteten statistischen Größen.

Die Sondensignale werden mit einer Samplingrate f_s abgetastet. In einem Zeitintervall T erhält man dann eine Repräsentation der Signale durch $N = T \cdot f_s$ diskrete Meßwerte, die digitalisiert und abgespeichert werden.

Zur Fouriertransformation wird der sogenannte FFT (Fast-Fourier-Transform)-Algorithmus verwendet [6.7], der sich durch kurze Rechenzeiten auszeichnet.

Man erhält N diskrete Fourierkomponenten, deren Frequenzabstand durch $\Delta f = 1/T$ gegeben ist. Wir bezeichnen Δf auch als elementare Bandbreite.

Zwischen den Ergebnissen der diskreten und der kontinuierlichen Fouriertransformation gibt es einige charakteristische Unterschiede, die durch geeignete Wahl der Meßparameter minimiert werden können:

- Das FFT-Spektrum wird an der Abtastfrequenz f_s gespiegelt. Nach dem Samplingtheorem muß die Abtastfrequenz mindestens doppelt so hoch wie die höchste im Signal auftretende Frequenzkomponente sein. Die gespiegelten Anteile des Spektrums liegen dann oberhalb der Frequenz $f_s/2$ und können keine Verfälschungen im interessierenden Frequenzbereich verursachen.
- Liegt eine Frequenzkomponente des Signals genau zwischen zwei darstellbaren diskreten Werten, können erhebliche Amplituden- und

Phasenfehler auftreten (picked fence effect). Dies läßt sich vermeiden, wenn die elementare Bandbreite Δf klein gegen die spektrale Breite $\Delta \omega$ der interessierenden Moden ist. Das Zeitintervall T muß also hinreichend groß sein.

- Wird ein Signal endlicher Zeitdauer T transformiert, erhält man als Ergebnis eine Faltung der Fouriertransformierten von Signal und Rechteckfenster. Die Transformierte des Rechteckfensters besitzt starke Nebenmaxima, so daß die Fourierkomponenten des Signals durch Beiträge anderer Frequenzen verfälscht werden. Abhilfe schafft die Multiplikation des Meßsignals mit Fensterfunktionen, deren Fouriertransformierte kleinere Nebenmaxima aufweisen.

Besonders geeignet ist das Hanning-Fenster /6.8/

$$H(t) = \frac{1}{2} (1 - \cos 2\pi t/T).$$

Bei seiner Anwendung muß man allerdings eine Verbreiterung der Fourierkomponenten in Kauf nehmen.

Bei Berücksichtigung dieser Punkte sind die Ergebnisse der FFT eine gute Approximation für die Fouriertransformierten $\phi_{1,2}(x, \omega)$.

Zur Berechnung der Spektren und der statischen Verteilung der Energiedichte ist ein Ensemble von Messungen erforderlich. Nach jeder einzelnen Messung werden Leistungs- und Kreuzleistungsspektrum sowie die Wellenzahl $k(\omega)$ analog zu den Beziehungen (6.15) bis (6.18) berechnet. Insgesamt werden M Messungen durchgeführt. Die Ensemble-Mittelwerte der Spektren sind dann gegeben durch

$$\begin{aligned}
 (6.26) \quad \hat{P}_{11}(x, \omega) &= \frac{1}{M} \sum_{l=1}^M \phi^l(x, \omega) \phi^l(x, \omega) \\
 \hat{P}_{22}(x+\chi, \omega) &= \frac{1}{M} \sum_{l=1}^M \phi^l(x+\chi, \omega) \phi^l(x+\chi, \omega) \\
 \hat{P}_{12}(x, \omega) &= \frac{1}{M} \sum_{l=1}^M \phi^l(x+\chi, \omega) \phi^l(x, \omega) .
 \end{aligned}$$

Zur Berechnung der spektralen Leistungsdichte $\hat{S}(\omega, k)$ bildet man zunächst eine Anzahl $2J$ von k -Intervallen der Breite Δk . Nach jeder Messung wird das arithmetische Mittel der Leistungsspektren $\frac{1}{2}(P_{11}^l(\omega) + P_{22}^l(\omega))$ im zugehörigen Intervall abgespeichert. Das gesamte Ensemble liefert dann

$$(6.27) \quad \hat{S}(\omega, k) = \frac{1}{M} \sum_{l=1}^M \sum_{n=-J}^{+J} \Delta(k_n, k^l(\omega)) \frac{1}{2}(P_{11}^l(\omega) + P_{22}^l(\omega))$$

mit $k_n = n \cdot k$ und

$$\Delta(k_n, k^l(\omega)) = \begin{cases} 1 & \text{für } |(k_n - k^l(\omega))| < \Delta k/2 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

Die normierte Verteilung der spektralen Dichte ist dann

$$(6.28) \quad \hat{s}(\omega, k) = \hat{S}(\omega, k) / \frac{1}{2} (\hat{P}_{11}(\omega) + \hat{P}_{22}(\omega))$$

und die Momente (mittlere Wellenzahl und Varianz) lassen sich mit den Beziehungen

$$\begin{aligned}
 (6.29) \quad \hat{k}(\omega) &= \sum_{n=-J}^J k_n \cdot \hat{s}(\omega, k_n) \\
 \hat{\sigma}_k^2(\omega) &= \sum_{n=-J}^J (k_n - \hat{k}(\omega))^2 \hat{s}(\omega, k_n)
 \end{aligned}$$

bestimmen. Die Standardabweichung $\hat{\sigma}_k(\omega)$ der Verteilung ist ein Maß für die Kohärenz der untersuchten Wellen.

Der Kohärenzgrad $\hat{\gamma}(\omega)$ ist der normierte Ensemble-Mittelwert des Kreuzleistungsspektrums:

$$(6.30) \quad \hat{\gamma}(\chi, \omega) = \frac{\hat{P}_{12}(\chi, \omega)}{(\hat{P}_{11}(\omega) \hat{P}_{22}(\omega))^{1/2}} .$$

Kohärente Wellen sind durch $\gamma(\omega) \approx 1$ charakterisiert.

Über eine einfache Beziehung sind Standardabweichung und Kohärenzgrad miteinander verknüpft /6.6/:

$$(6.31) \quad \hat{\sigma}_k(\chi, \omega) = 2(1 - \hat{\gamma}(\omega))^{1/2} / \chi .$$

Mit den so bestimmten Größen läßt sich der turbulente Zustand des Plasmas gut charakterisieren. Im betrachteten Experiment sind in erster Linie die Komponenten der Wellenzahl senkrecht zum Magnetfeld von Interesse, die durch unterschiedlich orientierte Sondenpaare gemessen werden. Ein kritischer Parameter ist der gewählte Sondenabstand χ . Die maximal zwischen den Sonden auftretende Phasendifferenz $\Delta\theta_{12}(\omega)$ muß kleiner als $\pi/2$ sein, damit Mehrdeutigkeiten bei der Phasenmessungen ausgeschlossen sind. Andererseits führt ein zu kleiner Sondenabstand zur gegenseitigen Beeinflussung der Sonden. Im Experiment erwiesen sich Distanzen $2 \text{ mm} < \chi < 5 \text{ mm}$ als geeignet.

7. DAS TARGETPLASMA

Der WIIA-Stellarator läßt grundsätzlich stationären Betrieb zu. Die Entladung wird jedoch gepulst, um die zeitaufgelöste Bestimmung der Plasmaparameter zu ermöglichen. Dadurch läßt sich außerdem die Verunreinigungsrate und die thermische Belastung der Sonden herabsetzen.

Abb. 7.1 verdeutlicht die zeitliche Entwicklung des Stellaratorplasmas während eines Mikrowellenpulses ($\tau_{MW} = 1.2 \text{ ms}$). Das obere Oszillogramm zeigt angebotene und reflektierte Mikrowellenleistung, gemessen am Richtkoppler vor der Hornantenne.

Im unteren Bild ist die mittlere Elektronendichte (Interferometersignal) und der Ionensättigungsstrom einer Sonde ($\sim n_e kT_e^{1/2}$) dargestellt. Nach der Zündung des Plasmas beobachtet man ein Abnehmen der reflektierten Leistung. Oberhalb einer bestimmten, noch nicht nachweisbaren Elektronendichte zeigt die reflektierte Leistung ebenso wie das Sondensignal niederfrequente Oszillationen, die auf Dichtefluktuationen hinweisen. Im Interferometersignal sind die Instabilitäten nur schwach zu erkennen, da die Testwelle das gesamte Plasma durchstrahlt und die lokalen Dichtestörungen sich deshalb ausmitteln. Im Afterglow klingt das Sondensignal schneller ab als die Plasmadichte und man erwartet deshalb, daß die Energieeinschlußzeit der Elektronen kleiner als die Teilcheneinschlußzeit ($\approx 500 \mu\text{s}$) ist.

Einen Überblick über die bei verschiedenen Mikrowellenleistungen erreichten Plasmaparameter gibt Tabelle 7.1. Die Stabilität des Plasmas ist empfindlich von der Plasmadichte und der Rotationstransformation t abhängig. Rationale Werte von t müssen grundsätzlich vermieden werden. Bei kleinen Dichten ist das Plasma ruhiger und die optimale Rotationstransformation erheblich geringer als in Entladungen hoher Dichte.

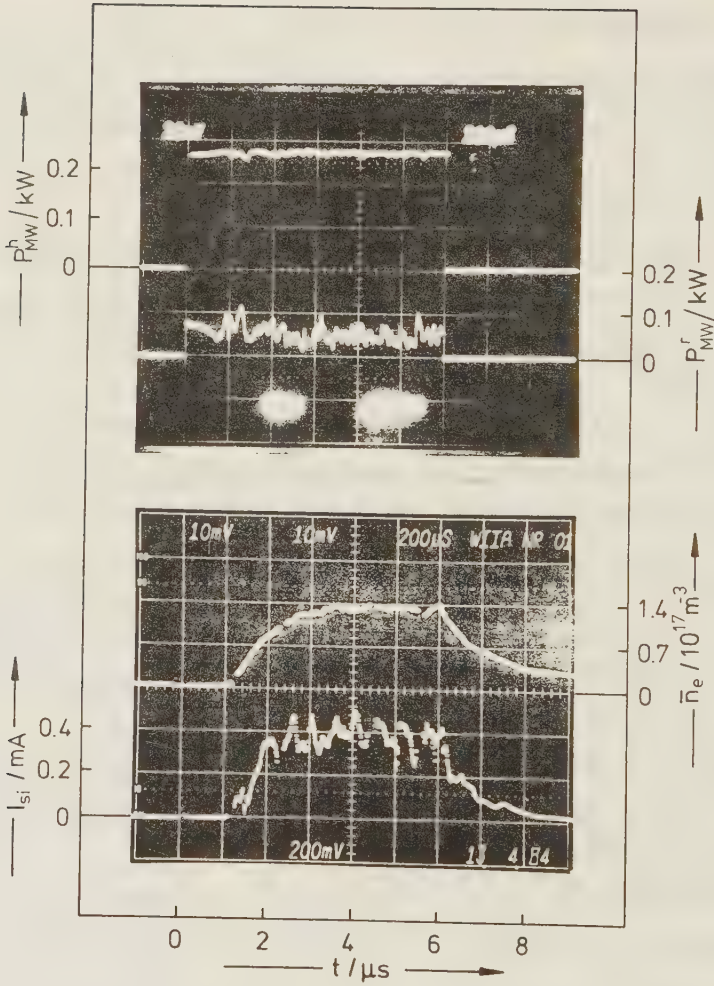


Abb. 7.1: Angebotene und reflektierte Mikrowellenleistung (P_{MW}^h , P_{MW}^r) sowie mittlere Elektronendichte $\bar{n}_e$ und Sondensignal in der gepulsten Stellaratorentladung

Tabelle 7.1: Über den Radius gemittelte Plasmaparameter für verschiedene Werte der eingekoppelten Mikrowellenleistung P_{MW} und der Rotationstransformation

P_{MW}/W	t	$\bar{n}_e/m^{-3}$	$\bar{kT}_{e0}/eV$	$\overline{\delta n/n_e}$
25	0.027	$1.1 \cdot 10^{16}$	1.7	0.18
65	0.027	$2.3 \cdot 10^{16}$	2.6	0.15
130	0.047	$8.0 \cdot 10^{16}$	4.0	0.25
	0.095	$9.3 \cdot 10^{16}$	4.2	0.5
270	0.095	$1.3 \cdot 10^{17}$	4.4	0.4
	0.31	$1.3 \cdot 10^{17}$	4.5	0.65

Bei sehr niedrigem Neutralgasdruck ($p_0 < 10^{-3}$ Pa) läßt sich ein annähernd vollständig ionisiertes Plasma erzeugen, das allerdings wegen der zur Zündung erforderlichen hohen Mikrowellenleistung ziemlich instabil ist. Oberhalb von $p_0 = 2 \cdot 10^{-3}$ Pa bleibt $\delta n/n_e$ in etwa druckunabhängig. Für den Nachweis anomaler Wellenabsorption ist man auf niedrige Stoßfrequenzen angewiesen. Deshalb wird für die meisten Messungen ein Neutralgasdruck $p_0 = 5.3 \cdot 10^{-3}$ Pa gewählt und man erreicht einen Ionisationsgrad $\eta \leq 15\%$.

7.1 Dichte- und Elektronentemperaturprofile

Das radiale Dichteprofil der Entladung hängt stark von der Lage der Zyklotronresonanz ($B_t \sim 1/R$) und von der Rotationstransformation ab (Abb. 7.2). Für kleine Werte von κ läßt sich ein annähernd trapezförmiges Dichteprofil einstellen und das Plasma ist für $r \leq 4$ cm relativ homogen.

Die Fluktuationsamplitude $\delta n/n_e$ erreicht in der Randschicht Werte um 0.4. Aus der Boltzmannrelation läßt sich dann die über alle Moden des Fluktuationspektrums integrierte Energiedichte W abschätzen.

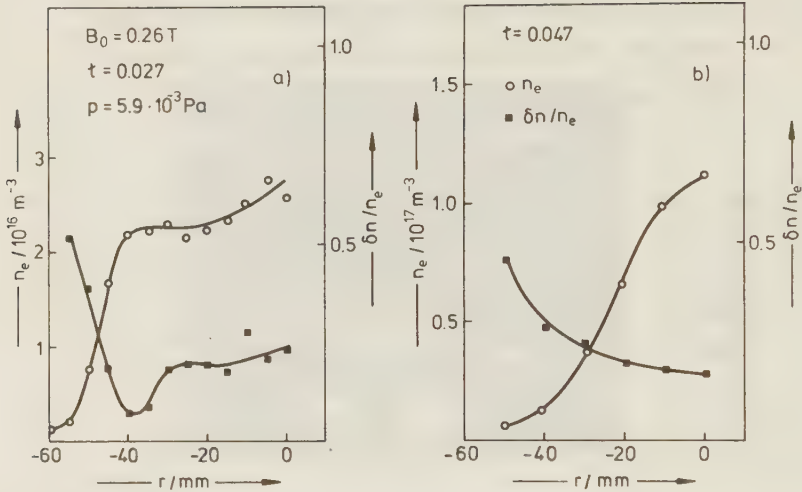


Abb. 7.2: Radiale Dichte- und Fluktuationsprofile für verschiedene Rotationstransformation τ , bestimmt aus dem Ionensättigungsstrom einer zylindrischen Sonde.

Man erhält, bezogen auf die thermische Energiedichte $n_e k T_e$:

$$(7.1) \quad W/n_e k T_e \approx (\delta n/n_e)^2 .$$

Mit $(\delta n/n_e)^2 \approx 0.15$ liegt W also schon in der Größenordnung der thermischen Elektronenenergie, und man erwartet starke nichtlineare Effekte.

Mit zunehmender Rotationstransformation verbessert sich der Plasmaeinschluß und die zentrale Dichte steigt stark an. Dichte- und Fluktuationsprofil weisen dann flachere Gradienten auf, während die über den Radius gemittelte Fluktuationsamplitude etwas zunimmt. Beide Entladungstypen sind gut für die Untersuchung der Wellenausbreitung und -streuung geeignet.

Bei hohem τ (> 0.4) ist die Randschicht des Plasmas extrem turbulent. Dies

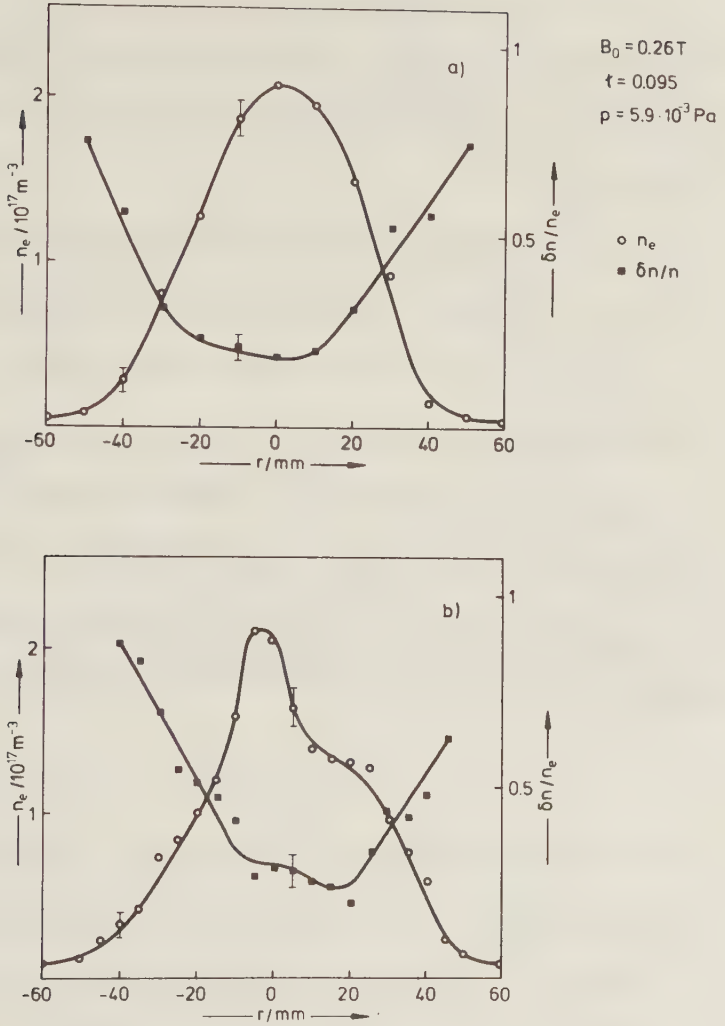


Abb. 7.3: Elektronendichte- und Fluktuationsprofil, gemessen für die Poloidalwinkel $\theta = 90^\circ$ (Abb. 7.3a) und $\theta = 0^\circ$ (Abb. 7.3b)

ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, daß keine geschlossenen magnetischen Oberflächen mehr in der Randzone existieren und die Separatrix näher zum Plasmazentrum rückt. Unter diese Bedingungen treten steile Dichtegradienten im Bereich der Separatrix auf, und das Plasma ist für die beabsichtigten Untersuchungen ungeeignet.

Der Plasmaquerschnitt gleicht im 1=2-Stellarator einer Ellipse, und man erhält unterschiedliche Dichteprofile in Richtung der beiden Achsen. Abb. 7.3 zeigt Profilmessungen mit senkrecht zueinander orientierten Sonden (Poloidalwinkel $\phi = 90^\circ$ und $\phi = 0^\circ$). Die unterschiedliche Breite des Dichteprofiles ist deutlich zu erkennen.

Die gemessene Elektronenenergie variiert nur wenig über den Plasmaradius (Abb. 7.4). In einer ECR-Entladung nehmen die Elektronen hauptsächlich senkrecht zum Magnetfeld Energie auf, und man erwartet $kT_{e\perp} > kT_{e\parallel}$. Im WIIA-Stellarator beobachtet man nur bei hoher Rotationstransformation im Plasmazentrum eine anisotrope Energieverteilung. Wahrscheinlich verursachen die Instabilitäten anomale Diffusion im Phasenraum und tragen so zur Relaxation der Senkrechterenergie bei.

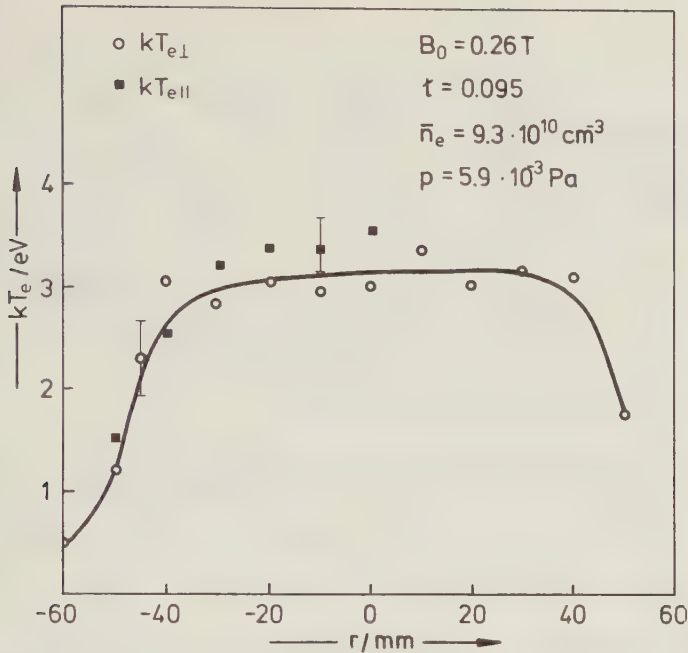


Abb. 7.4: Typisches radiales Elektronentemperaturprofil der Entladung; $kT_{e\parallel}$ wurde mit einer ebenen, $kT_{e\perp}$ mit einer zylindrischen Sonde bestimmt

7.2 Driftwellenturbulenz im Targetplasma

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Korrelationsanalyse am Targetplasma vorgestellt. Abb. 7.5 zeigt schematisch das Meßprinzip.

Dichte- und Potentialfluktuationen werden mit zwei Sonden gemessen, deren Abstand über eine Spreizvorrichtung zwischen 1.5 mm und 25 mm verändert werden kann. Eine Vakuum-Drehdurchführung gestattet es, die poloidale und die parallele Komponente der Wellenzahl zu bestimmen. Mit einer zweiten Doppelsonde wird die Radialkomponente ermittelt. Zur Messung von Dichtefluktuationen werden die Sonden mit einer negativen Vorspannung versehen ($V_s = -40 \text{ V}$). Die Signale werden über 2 MHz-Tiefpaßfilter und Vorverstärker einem Transienten-

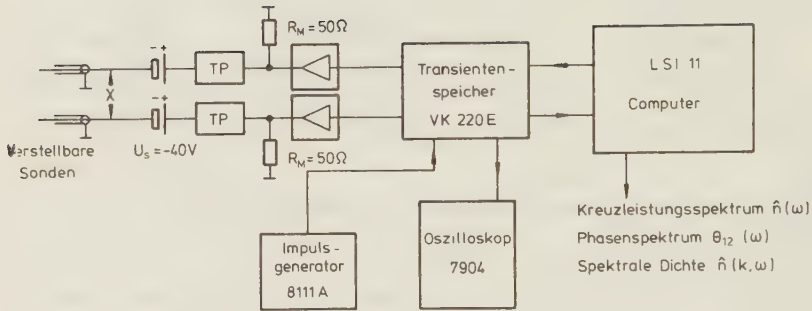


Abb. 7.5: Meßaufbau für die Korrelationsanalyse niederfrequenter Dichtefluktuationen

recorder zugeführt.

In der Eingangsstufe befinden sich zwei schnelle 8-Bit Analog-Digital-Wandler, die eine maximale Abtastfrequenz von 20 MHz zulassen. Die Zeitauflösung ist damit bei weitem hinreichend für die zu untersuchenden Instabilitäten ($\omega_L/2\pi < 500$ kHz). Mit einer Speichertiefe von 8k Byte können pro Kanal 4096 Meßwerte abgespeichert werden. Ein Oszilloskop ermöglicht die visuelle Beurteilung der Eingangssignale. Der Transientenrecorder ist über eine Datenleitung direkt mit einem LSI 11-Computer verbunden, wo die Meßdaten auf Diskette gespeichert werden. Später werden dann die Spektren und die übrigen statistischen Größen berechnet und geplottet.

Abb. 7.6 zeigt das mit zwei benachbarten Sonden im Bereich des maximalen Dichtegradienten gemessene Kreuzleistungsspektrum $\hat{P}_{12}(\chi, \omega)$. Dargestellt sind hier wie auch bei den folgenden Messungen Ensemblemittelwerte von insgesamt 40 Schüssen. Die Frequenzauflösung beträgt 0.5 kHz und es wurde eine Abtastfrequenz $f_s = 1$ MHz gewählt.

Im linearen Fall würde man diskrete Driftmoden mit $5 \text{ kHz} < \omega_L/2\pi < 50 \text{ kHz}$ erwarten. Beobachtet wird jedoch ein kontinuierliches Frequenzspektrum, in dem keine diskreten Moden mehr zu erkennen sind. Man kann deshalb schließen, daß die nichtlineare Kopplung der Wellen dominierend ist. Die über den gesamten Frequenzbereich integrierte Energiedichte liegt bereits annähernd in der Größenordnung der thermischen Energiedichte $((\delta n/n_e)^2 \approx 0.03)$.

Die Kohärenz der Moden ist für $10 \text{ kHz} < \omega_L/2\pi < 45 \text{ kHz}$ maximal. Nach der linearen Dispersion erwartet man hier die höchsten Anwachsraten der Instabilität.

Für $\omega_L/2\pi < 5 \text{ kHz}$ und $\omega_L/2\pi > 65 \text{ kHz}$ existieren lediglich gedämpfte Moden, die nur durch die nichtlineare (inkohärente) Wechselwirkung der instabilen Moden angeregt werden können.

Die mittlere poloidale Wellenzahl $\hat{k}_{L\theta}(\omega)$ und die Standardabweichung $\hat{\sigma}_{k\theta}(\omega)$ sind in Abb. 7.7 gezeigt. Zum Vergleich ist die lineare Dispersion der kinetischen Driftinstabilität $(\omega/k_{Ly} \approx V_{De} = (kT_e/eB_0)\nabla n_e/n_e)$, Ausbreitung in Richtung der diamagnetischen Drift der Elektronen) hier eingezeichnet.

Die niedrigste poloidale Mode ($m=1$) erwartet man bei $\omega_L/2\pi \approx 5 \text{ kHz}$ und man kann erst oberhalb dieser Frequenz eine Übereinstimmung mit der linearen Dispersion erwarten. Bei sehr niedrigen Frequenzen sind Moden angeregt, die sich in Richtung der diamagnetischen Ionendrift ausbreiten (Ionendriftwellen).

Bei hohen Frequenzen ($\omega_L/2\pi > 40 \text{ kHz}$) ist die gemessene mittlere Wellenzahl kleiner als nach der linearen Dispersion erwartet. Die Kohärenzlänge liegt in diesem Bereich schon in der Größenordnung des Sondenabstandes und die gemessene Phasendifferenz ist deshalb hier tendenziell zu klein. Man kann den Sondenabstand jedoch nicht weiter verringern, weil sonst mit gegenseitiger Beeinflussung der Sonden zu rechnen ist.

Im gesamten Frequenzbereich ist die Standardabweichung der Phase größer oder gleich der mittleren Wellenzahl. Die Dispersion ist also erheblich verbreitert.

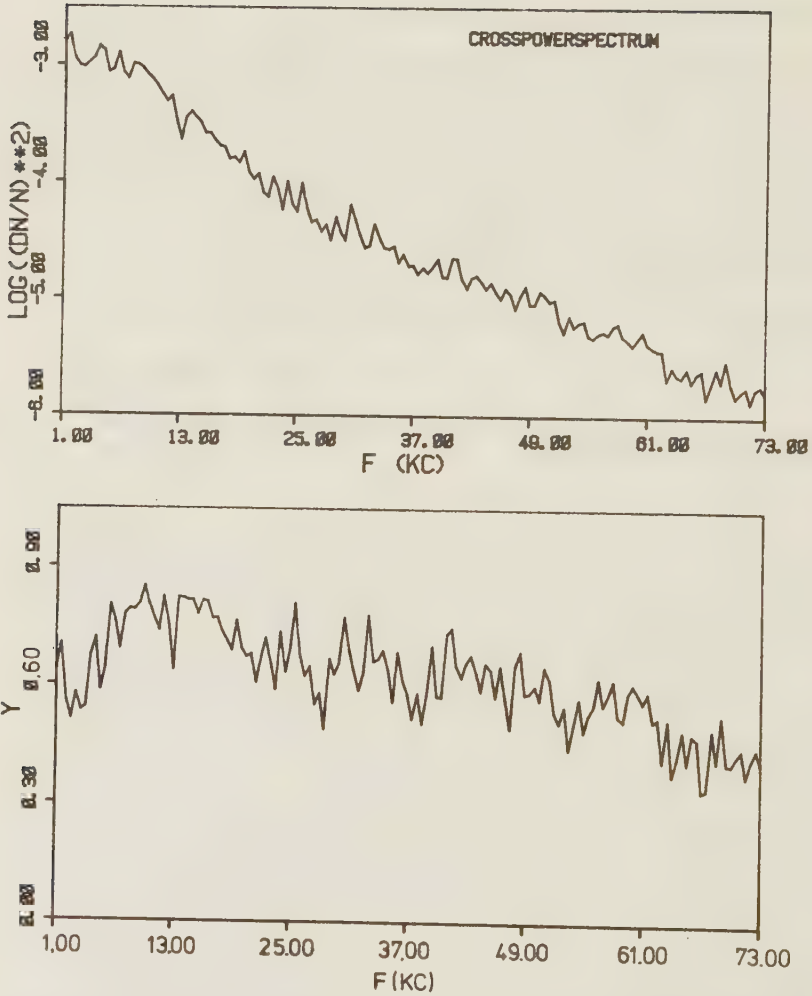


Abb. 7.6: Fluktuationsspektrum $\tilde{n}_{KL}^2(\omega)$ und Kohärenzspektrum $\tilde{\gamma}(\chi, \omega)$ der im Targetplasma angeregten Driftmoden ($B_0 = 0.26$ T, $\tau = 0.047$, $\bar{n}_e = 2 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$, $r = 3$ cm, $\chi = 0.2$ cm)

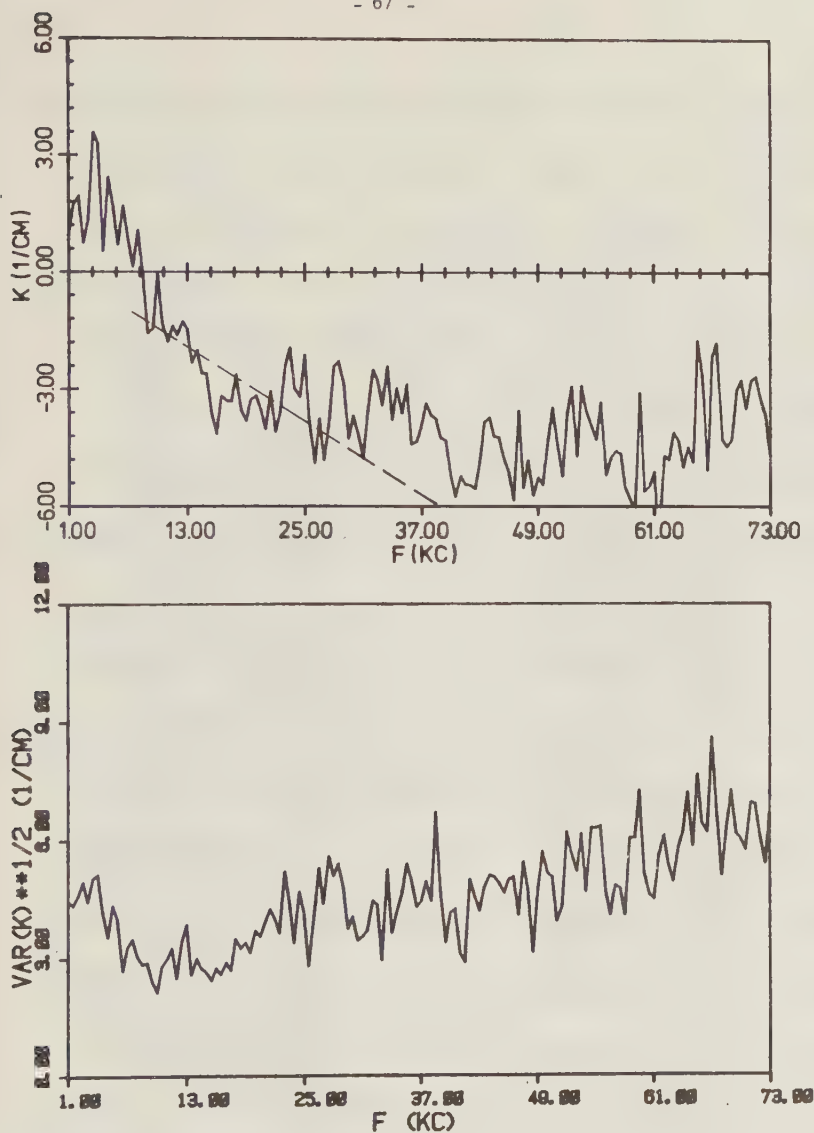


Abb. 7.7: Poloidale Wellenzahl $\hat{k}_{L0}(\omega)$ der Driftmoden und Standardabweichung $\hat{\sigma}_{KL}(\omega)$ ($B_0 = 0.26$ T, $\tau = 0.047$, $\bar{n}_e = 2 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$, $r = 3$ cm, $\chi = 0.2$ cm)

Dies ist gut in der dreidimensionalen Darstellung der Verteilung der spektralen Energiedichte zu erkennen (Abb. 7.8). Gezeigt ist hier die normierte Verteilung $\hat{S}(\omega, k_{L0}) = \hat{S}(\omega, k_{L0}) / \hat{S}(\omega)$. Der Bereich $-16 \text{ cm}^{-1} \leq k_{L0} \leq 16 \text{ cm}^{-1}$ ist in 24 Intervalle unterteilt. Die Energiedichte pro Frequenzintervall (hier $\Delta f = 500 \text{ Hz}$) ist also für alle Frequenzen auf den gleichen Wert normiert.

Im turbulenten Driftspektrum erwartet man eine Kaskade der Energiedichte von den instabilen Moden (hier $k_{L0} \approx -3 \text{ cm}^{-1}$, $\omega_L / 2\pi \approx 50 \text{ kHz}$) zu niedrigeren Wellenzahlen und Frequenzen.

Die Darstellung der spektralen Energiedichte $\hat{S}(\omega_L, k_{L0}) = n_{kL}(\omega_L)$ ist geeignet, um dies zu verdeutlichen (Abb. 7.9). Die maximale Energiedichte findet sich im Bereich $|k_{L0}| < 1.3 \text{ cm}^{-1}$, $\omega_L / 2\pi < 5 \text{ kHz}$. Auf die Frequenzverbreiterung der Moden wird später noch eingegangen.

Abb. 7.10a zeigt die über den Frequenzbereich $1 \text{ kHz} \leq \omega_L / 2\pi \leq 75 \text{ kHz}$ integrierte (auf $n_e k T_e$ normierte) Energiedichte $\hat{S}(k_{L0}) = \hat{n}_{kL}^2$. Einzelne diskrete Moden sind noch zu erkennen und die maximale Energiedichte findet sich im Bereich $|k_{L0}| \leq 1.5 \text{ cm}^{-1}$. Die Halbwertsbreite der Verteilung ist $\Delta k_L \approx 7.5 \text{ cm}^{-1}$. Noch deutlicher wird der Effekt der Kaskade bei sehr hohem Turbulenzgrad $(\delta_n / n_e)^2 \approx 0.25$

Abb. 7.10b). Man findet hier ein annähernd symmetrische Verteilung um $k_{L0} = 0$, die einer Gaussverteilung ähnelt.

Will man Aussagen über die Streuung und turbulente Dämpfung von Lower-Hybrid-Wellen machen, so ist auch die radiale Komponente der Wellenzahl von Bedeutung.

Im linearen Fall ist k_{Lr} im allgemeinen bei vernachlässigbarer Verscherung des Magnetfeldes klein. Im turbulenten Zustand erwartet man wegen der ExB-Kopplung verstärkt die Anregung höherer radialer Moden und schließlich ein in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld isotropes Spektrum. In Abb. 7.11 ist die gemessene spektrale Energiedichte in Abhängigkeit von $|k_{L0}|$ und $|k_{Lr}|$ aufgetragen. Man erkennt, daß keine vollständige Isotropie vorliegt. Im Bereich der maximalen Energiedichte ($k_{L0}, k_{Lr} \approx 3 \text{ cm}^{-1}$) sind beide Verteilungen jedoch recht ähnlich.

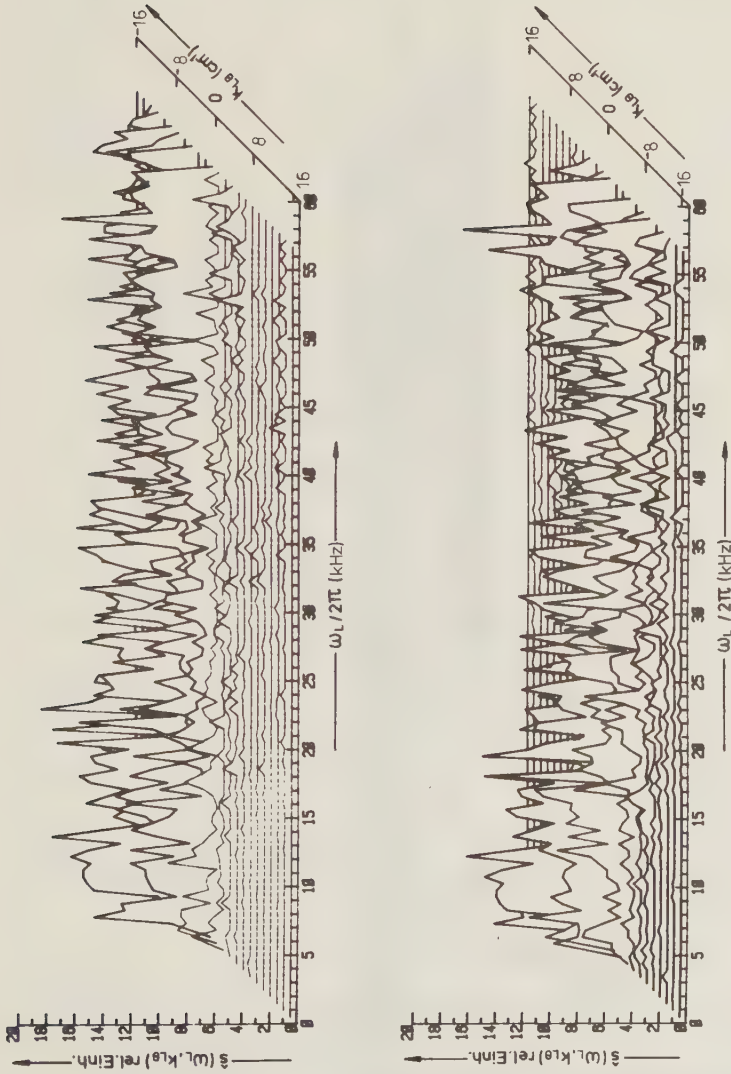


Abb. 7.8: Normierte Verteilung der spektralen Energiedichte $\hat{s}(\omega_L, k_{L0})$; $B_0 = 0.26 \text{ T}$, $\tau = 0.047$, $\bar{n}_e = 9 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$, $r = 3 \text{ cm}$, $\chi = 0.2 \text{ cm}$

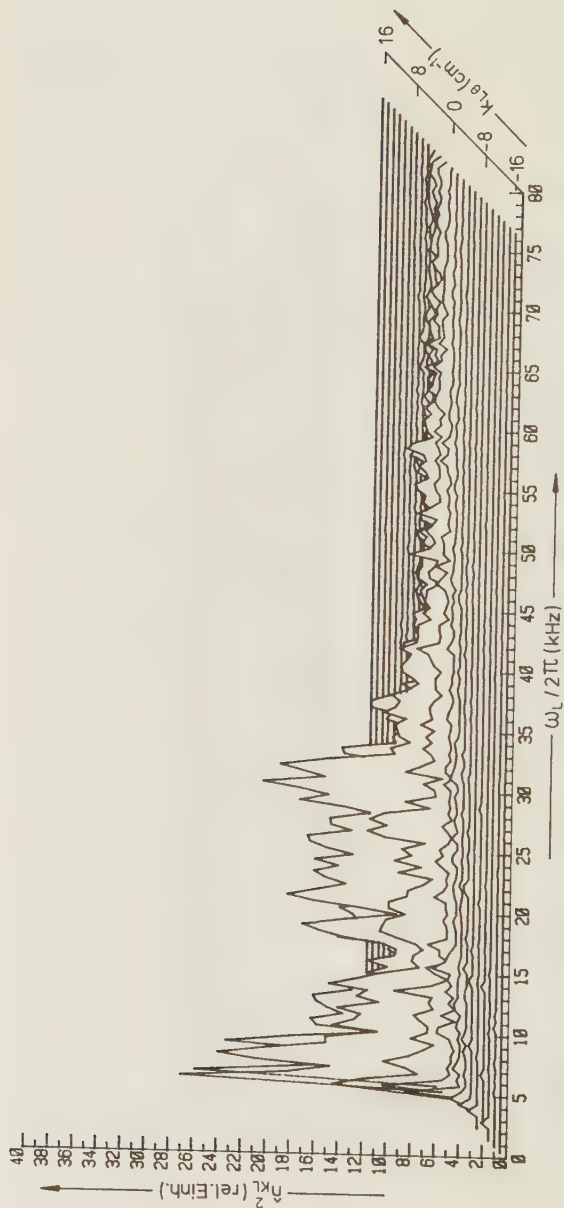


Abb. 7.9: Spektrale Energiedichte $\tilde{S}(\omega_L, k_{L\theta}) = \tilde{n}_{kL}^2(\omega)$ für $B_0 = 0.26$ T, $\tau = 0.095$, $\tilde{n}_e = 9.3 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$,
 $r = 3 \text{ cm}$, $\chi = 0.2 \text{ cm}$

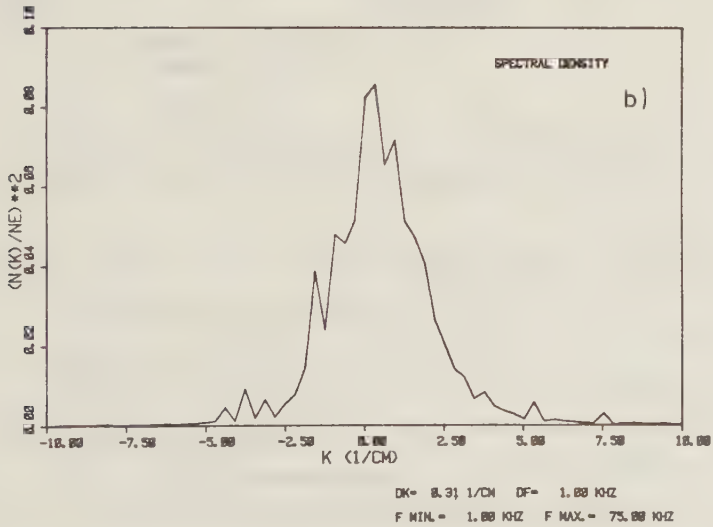
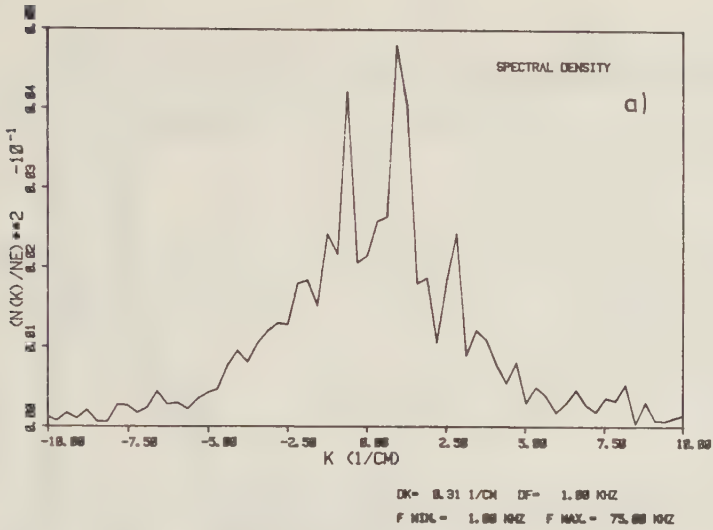


Abb. 7.10: Spektrale Energiedichte $\hat{S}(k_{L0}) = \hat{n}_{kL}^2$ der Driftmoden (aufsummiert über den Frequenzbereich $1 \text{ kHz} \leq \omega_L \leq 75 \text{ kHz}$);

a) $B_0 = 0.26 \text{ T}$, $\tau = 0.047$, $\bar{n}_e = 2 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$, $r = 3 \text{ cm}$, $\chi = 0.2 \text{ cm}$

b) $B_0 = 0.26 \text{ T}$, $\tau = 0.095$, $\bar{n}_e = 9.3 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$, $r = 3 \text{ cm}$, $\chi = 0.2 \text{ cm}$

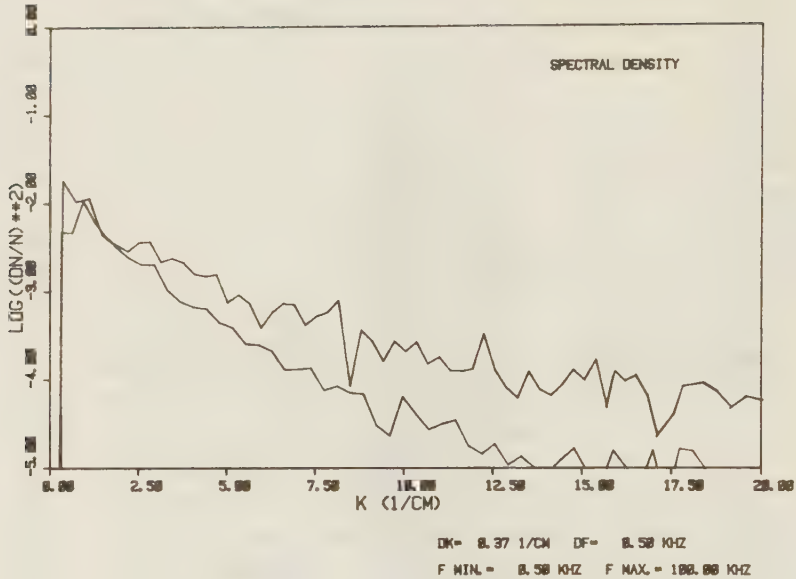


Abb. 7.11: Spektrale Energiedichte $\hat{S}(|k_{L0}|)$ und $\hat{S}(|k_{Lr}|)$ für
 $B_0 = 0.26 \text{ T}$, $\tau = 0.047$, $\bar{n}_e = 2 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$, $r = 3 \text{ cm}$, $\chi = 0.2 \text{ cm}$

Da der turbulente Diffusionskoeffizient bestimmt werden soll, muß die Dekorrelationsrate $\Delta\omega_{kL}$ und die verschobene Modenfrequenz ω'_{kL} bekannt sein. Beide Informationen lassen sich aus der Verteilung der spektralen Energiedichte (Abb. 7.9) gewinnen. In Abb. 7.12 ist $\hat{S}(\omega_L, k_{L0})$ für drei feste Werte der poloidalen Wellenzahl aufgetragen. Man erkennt deutlich die Verschiebung der maximalen Energiedichte gegenüber der linearen Modenfrequenz $\omega_{kL} \approx \omega_e^*(k_L)$. Die gemessene Halbwertsbreite der Verteilung stimmt grob mit der Dopplerverbreiterung überein (Gleichung 2.19), die man als Resultat der nichtlinearen ExB-Drift erwartet.

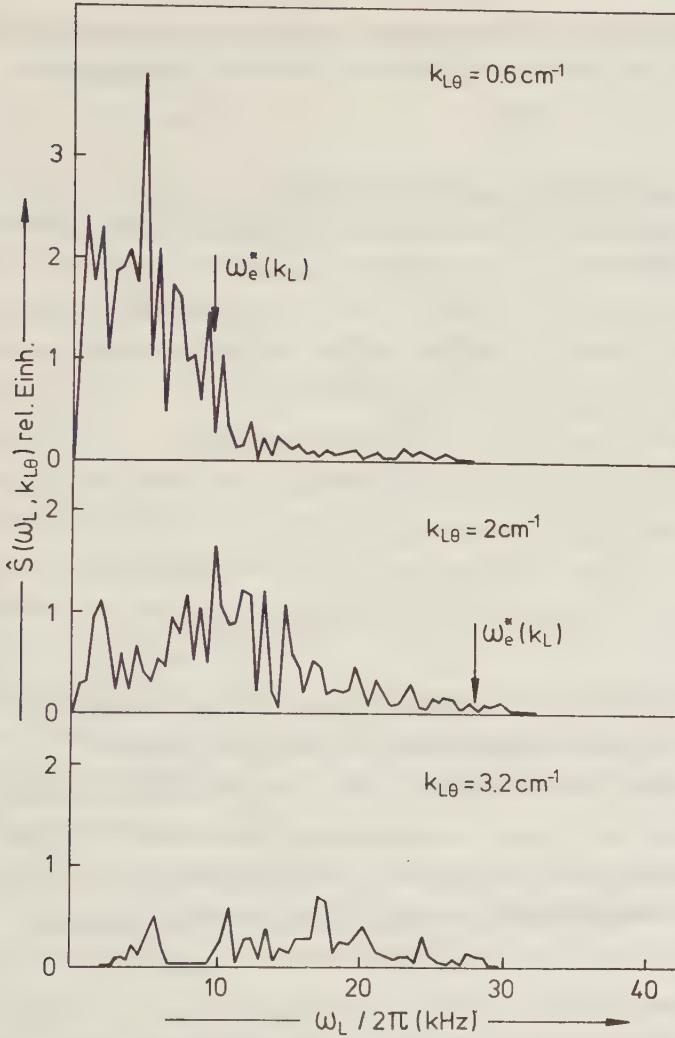


Abb. 7.12: Nichtlineare Frequenzverbreiterung und -verschiebung der Driftmoden: Energiedichte $\hat{S}(\omega_L, k_{L0}) = \hat{n}^2(\omega_L, k_{L0})$ für 3 verschiedene Werte von k_{L0} ; die lineare Modenfrequenz $\omega_e^*(k_L)$ ist markiert, für $k_{L0} = 3.2 \text{ cm}^{-1}$ ist $\omega_e^*(k_L) \approx 57 \text{ kHz}$.

Die nach der Beziehung (2.28) berechneten turbulenten Diffusionskoeffizienten sind in Tabelle (8.1) angegeben. $D_{\perp}^{Dt}$ variiert - ebenso wie die Fluktuationsamplitude - stark mit dem Radius r .

Tabelle 7.1: Normierte Energiedichte im Fluktuationsspektrum $(\delta n/n_e)^2$ und turbulenter Diffusionskoeffizient $D_{\perp}^{Dt}$ in Abhängigkeit vom Radius r

$r \text{ (cm)}$	$(\delta n/n_e)^2$	$D_{\perp}^{Dt} \text{ (cm}^2 \text{ s}^{-1} \text{)}$
0	0.05	$5 \cdot 10^4$
-1	0.08	$1.1 \cdot 10^5$
-2	0.15	$3.4 \cdot 10^5$
-3	0.22	$9.5 \cdot 10^5$
-4	0.3	$1.0 \cdot 10^6$

Die berechneten Diffusionskoeffizienten sind wegen der hohen Fluktuationsamplitude und der starken Verschiebung der Modenfrequenzen sehr hoch.

Bei den auftretenden niedrigen Frequenzen geht die Teilchenbewegung zunehmend in Konvektion über. Es ist dann keine Unterscheidung mehr zwischen nichtlinearen Driftmoden und konvektiven Zellen möglich. Im WIIA-Stellarator liegt die Feldenergiedichte in diesen Moden etwa 4 Größenordnungen unter der thermischen Energiedichte.

Man kann annehmen, daß die nichtlineare Sättigung des Driftspektrums durch die turbulente Diffusion verursacht wird.

8. Streuung und Dämpfung von Lower-Hybrid-Wellen im turbulenten

Targetplasma

8.1 Wellenausbreitung

Im WIIA-Stellarator wird die LH-Welle durch eine ringförmige Antenne mit azimuthaler Symmetrie angeregt. Bei höheren Targetdichten ($\bar{n}_e > 5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$) wird die angebotene Leistung nahezu vollständig absorbiert. Im Gegensatz zur sogenannten Slow-Wave-Antenne (einer in Magnetfeldrichtung periodischen Struktur) erwartet man dann ein kontinuierliches Wellenzahlspektrum. Die Wellenenergie wird auf einem Kegelmantel unter dem Winkel ψ_c (Gleichung 3.7) in das Innere des Plasma transportiert und man erwartet als charakteristische Potentialverteilung die sogenannten Resonanzkegel /8.1/. Bei sehr kleinen Dichten ($\bar{n}_e < 2 \cdot 10^{10} \text{ m}^{-3}$) und relativ ruhigem Plasma ($(\delta n/n_e)^2 < 0.05$) läßt sich der typische radiale Potentialverlauf im WIIA-Plasma nachweisen (Abb. 8.1).

Im Bereich des Resonanzkegels erkennt man sehr gut die nach der Theorie erwartete Phasenänderung um $\pi/2$.

Durch eine Fouriertransformation des gemessenen Potentialverlaufs $\phi(r)$ läßt sich die Energiedichte ($\sim k_r^2 \phi^2(k)$) im ruhigen Plasma bestimmen (Abb. 8.2). Das Maximum der Verteilung liegt - relativ unabhängig von der angebotenen Frequenz - etwa bei $k_r = 3 \text{ cm}^{-1}$.

Wenn man das zugehörige parallele Wellenzahlspektrum nach der Dispersion (3.6) berechnet, erkennt man, daß im Bereich der angebotenen Frequenzen ($35 \text{ MHz} < \omega/2\pi < 150 \text{ MHz}$) Elektronenlandaudämpfung der Wellen keine nennenswerte Rolle spielt.

Nach der Dispersionsbeziehung (3.6) ist die Ausbreitung der LH-Welle nur möglich, wenn die Wellenfrequenz größer als die lokale (dichteabhängige) Lower-Hybrid-Frequenz

$$(8.1) \quad \omega_{\text{LH}} \approx \omega_{\text{pi}} / (\omega_{\text{pe}}^2 / \omega_{\text{ce}}^2 + 1)^{1/2} \quad \text{ist.}$$

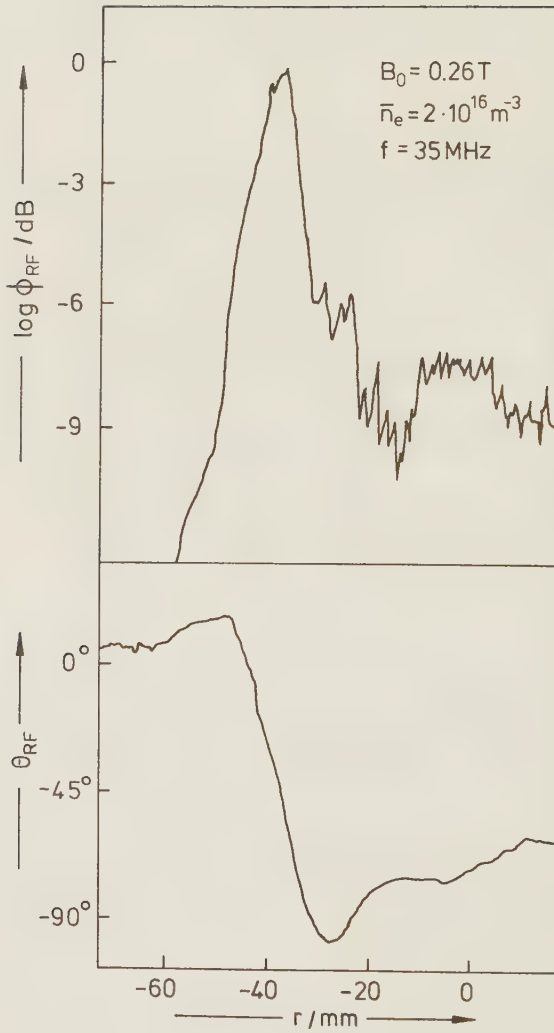


Abb. 8.1: Potentialverlauf der Lower-Hybrid-Welle (Amplitude und Phase)
im "ruhigen" Plasma ($(\delta n/n_e)^2 \approx 0.04$)

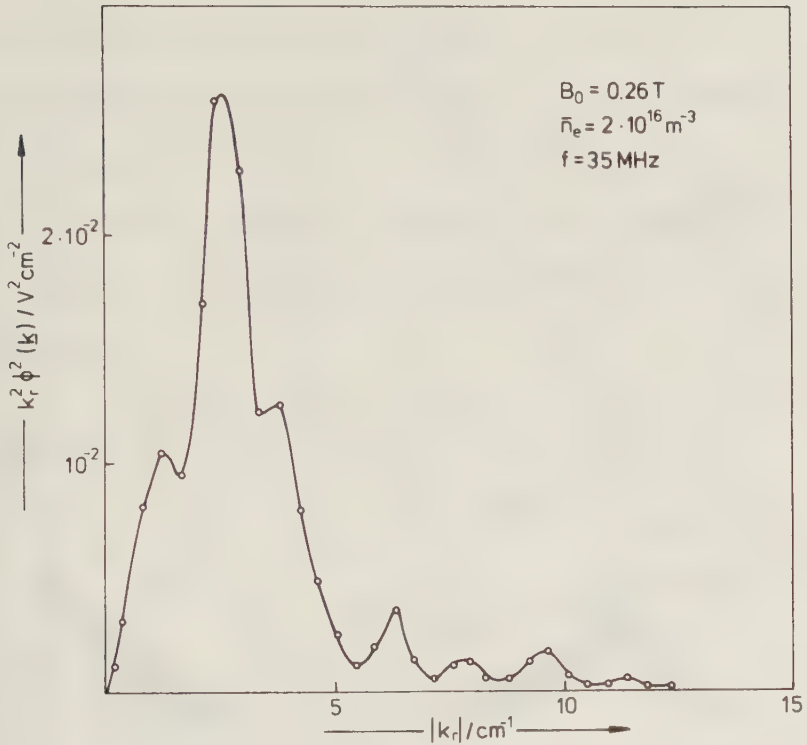


Abb. 8.2: Betragsquadrat der elektrischen Feldstärke $k_r^2 \phi^2(k)$; berechnet nach einer Fouriertransformation des räumlichen Potentialverlaufs im Plasma

Wenn die Elektronendichte im Plasmazentrum kleiner als die hybride Dichte ist ($\omega > \omega_{LH}$), konvergieren die Resonanzkegel auf der Achse (Abb. 8.3) und man erhält dort hohe Feldstärken.

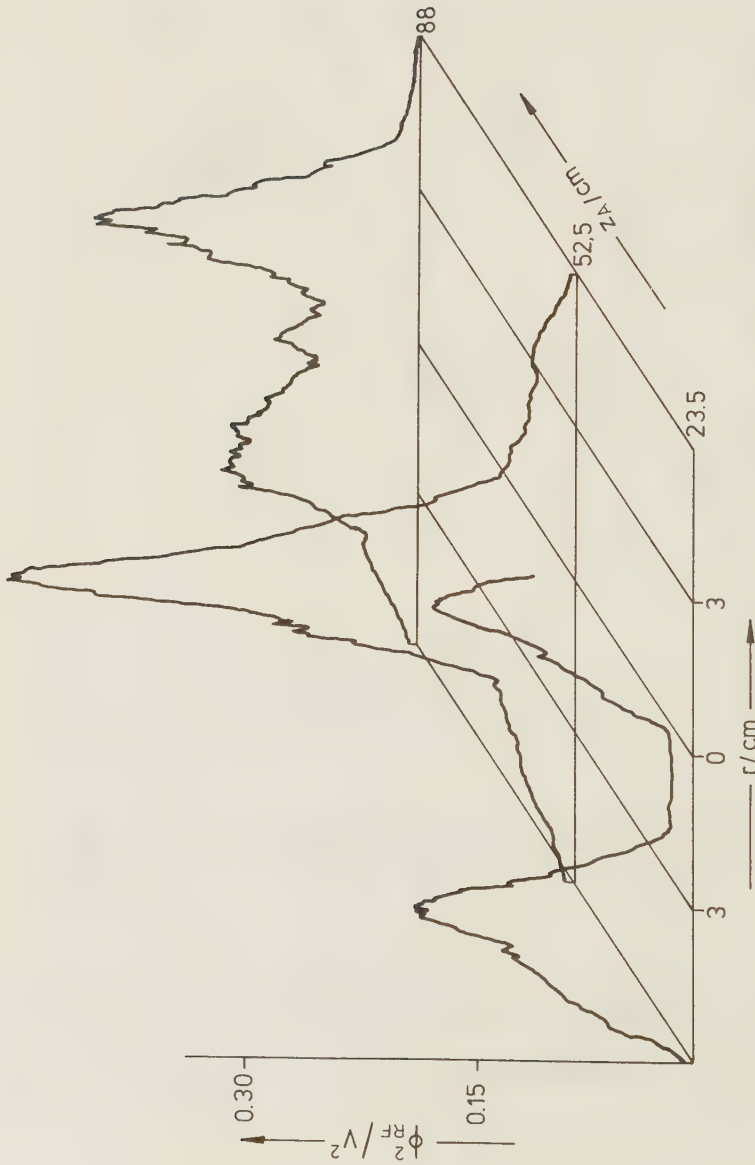


Abb. 8.3: Konvergierende Resonanzkegel. Aufgetragen ist das Quadrat des Potentials in Abhängigkeit vom Radius für drei verschiedene Entfernungen von der Koppelstruktur

8.2 Die Streuung der Lower-Hybrid-Welle am Driftspektrum

Die nichtlineare Wechselwirkung der LH-Welle mit dem niederfrequenten Fluktuationsspektrum führt nach den Auswahlregeln (3.9) zu einer Frequenzverbreiterung (Abb. 8.4). Wegen des großen Frequenzabstandes ($\omega_L \ll \omega$) ist die Verbreiterung recht klein ($\omega' \approx \omega$) und in etwa durch die Breite des Driftwellenspektrums gegeben. Die Richtung der Phasengeschwindigkeit im Fluktuationsspektrum entscheidet, ob die LH-Welle zu höheren oder tieferen Frequenzen gestreut wird. Im zeitlichen Mittel erhält man annähernd symmetrische Seitenbänder.

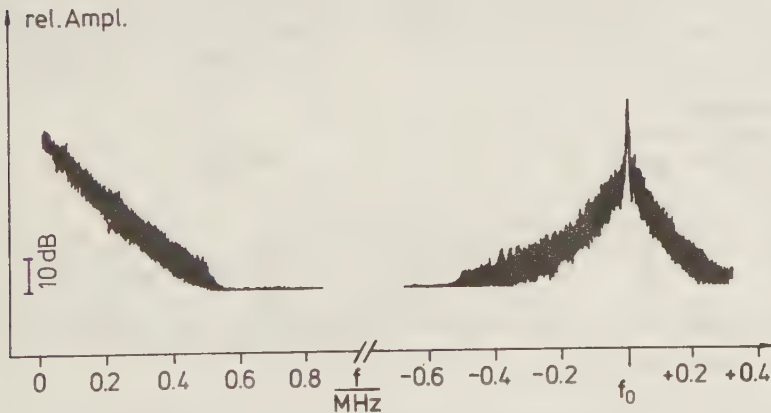


Abb. 8.4: Driftwellenspektrum und gestreutes Lower-Hybrid-Spektrum ($f_0 = 50$ MHz)

Die Beschreibung der Streuung ist durch die in Kapitel 3.2 behandelte Theorie möglich, wenn die Streulänge l_s (Gleichungen 3.15 und 3.18) größer als die Korrelationslänge der Driftturbulenz ist.

Da die Verteilung der Energiedichte im niederfrequenten Spektrum bekannt ist, versuchen wir die Streulänge nach der Theorie von Ott/3.3/ zu bestimmen.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 8.1 zusammengefaßt.

Tabelle 8.1: Streulänge l_s für verschiedene Fluktuationsamplituden.
 Angegeben ist die spektrale Breite der Driftturbulenz $\hat{\sigma}_{kL}$ und die Frequenz der LH-Welle. Die Rechnungen gelten für $k_{\perp} = 3 \text{ cm}^{-1}$

$\omega/2\pi \text{ (MHz)}$	$(\delta n/n_e)^2$	$\hat{\sigma}_{kL} (\text{cm}^{-1})$	$l_s \text{ (cm)}$
50	0.01	4.0	12.7
100			19.3
50	0.04	2.0	3.8
100			1.9
50	0.1	2.0	1.4
100			0.75
50	0.25	1.6	0.52
50	0.4	2.0	0.3

Die Streulänge nimmt mit wachsender Fluktuationsamplitude sehr schnell ab.

Die Korrelationslänge läßt sich aus der Beziehung

$$(8.2) \quad l_c \approx 2\pi/\hat{\sigma}_{kL}$$

abschätzen. Man erkennt, daß die Streulänge bereits für $(\delta n/n_e)^2 > 0.04$ kleiner als die Korrelationslänge im Driftspektrum wird. Die Theorie der schwachen Turbulenz ist deshalb für höhere Fluktuationsamplituden nicht mehr anwendbar. Das Wellenzahlspektrum der eingekoppelten LH-Welle kann dann er-

hebelich verbreitert werden, und man kann mit turbulenter Wellendämpfung rechnen.

Genaueren Aufschluß über die Streuung liefert die Korrelationsanalyse. Im Unterschied zur Driftturbulenz ist die direkte Verarbeitung der hochfrequenten Sondensignale wegen der begrenzten Abtastrate des Transientenrecorders (20 MHz) nicht möglich. Man mischt die Signale daher mit dem Aussteuersignal des Breitbandverstärkers (Abb. 8.5) und führt die Differenzfrequenz über Tiefpässe dem Transientenrecorder zu. Der übrige Meßaufbau ist unverändert.

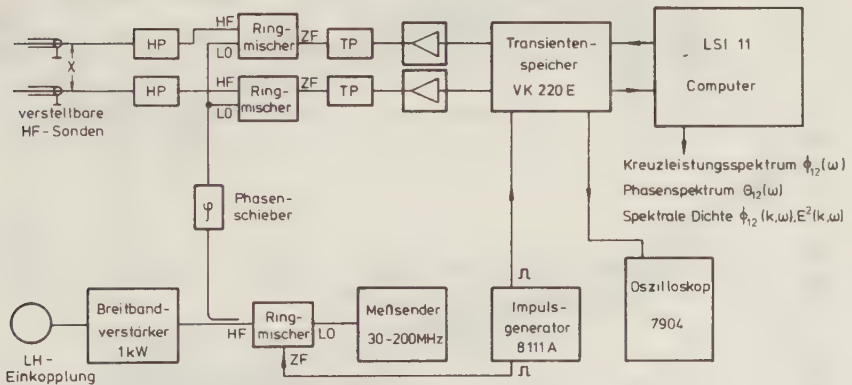


Abb. 8.5: Meßaufbau zur Korrelationsanalyse des gestreuten Lower-Hybrid-Spektrums

Das Kreuzspektrum $\hat{\phi}^2(\chi, \omega')$ und das Kohärenzspektrum $\hat{\gamma}(\chi, \omega')$ der gestreuten LH-Moden ist in Abb. 8.6 gezeigt.

Berechnet man aus der Kohärenz die Breite des Wellenzahlspektrums, so erhält man ähnliche Werte wie im Fall der Driftmoden.

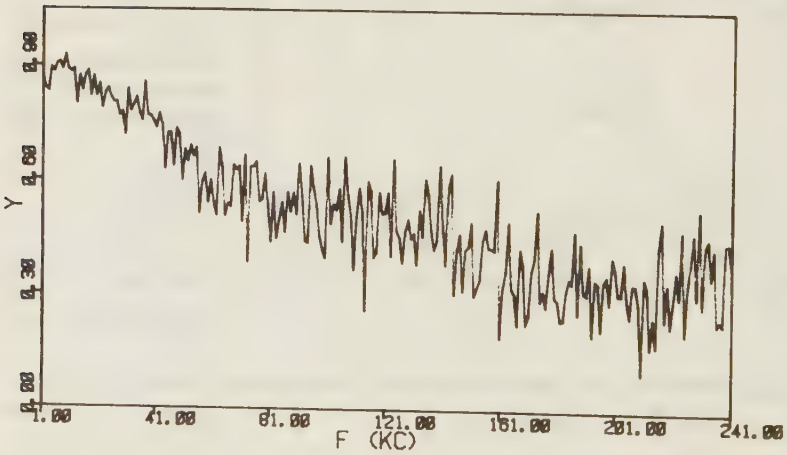
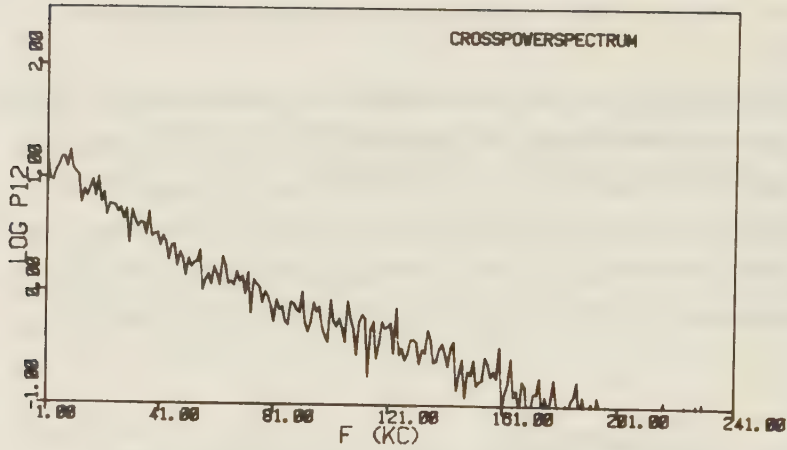


Abb. 8.6: Kreuzspektrum $\hat{P}_{12} = \phi'^2(x, \omega)$ in relativen Einheiten und Kohärenzspektrum $\hat{\gamma}(x, \omega')$ der gestreuten Lower-Hybrid-Moden ($B_0 = 0.26$ T, $\tau = 0.097$, $\bar{n}_e = 9.3 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$, $r = 3$ cm, $\chi = 0.2$ cm, $\omega/2\pi = 50$ MHz, $(\partial n/n_e)^2 \approx 0.3$)

Im ruhigen Plasma ist wegen der azimuthalen Symmetrie der Einkoppelstruktur $k_{\theta} = 0$. Im gestreuten Spektrum erwartet man poloidale Komponenten der Wellenzahl. Dies ist in Abb. 8.7 zu erkennen.

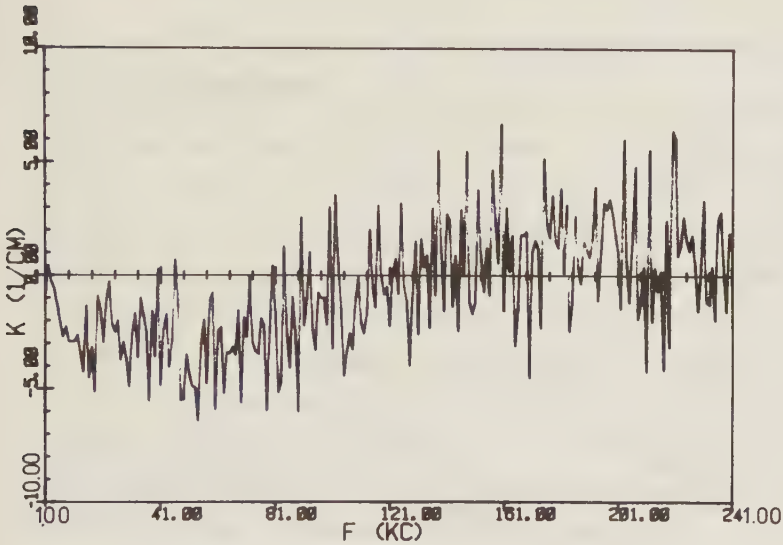


Abb. 8.7: Poloidales Wellenzahlspektrum der gestreuten LH-Moden
(gleiche Daten wie Abb. 8.6)

Wir haben damit einen eindeutigen Hinweis auf die Rotation der senkrechten Wellenzahl im Streuprozess.

Für Frequenzen oberhalb von etwa 80 kHz liefert die Messung wegen der geringen Kohärenz der Moden falsche Werte für die mittlere Wellenzahl. In diesem Bereich des Spektrums ist jedoch die Energiedichte sehr gering und wir beschränken uns bei der weiteren Auswertung der gemessenen Spektren auf den Bereich ≤ 100 kHz.

Abb. 8.8 zeigt die Verteilung der Energiedichte ($\sim k_{\perp}^2 \phi'^2(k')$) im gestreuten Spektrum für $(\delta n/n_e)^2 = 0.2$. Gegenüber dem im relativ ruhigen Plasma gemessenen Spektrum (Abb. 8.2) ist eine erhebliche Verbreiterung festzustellen.

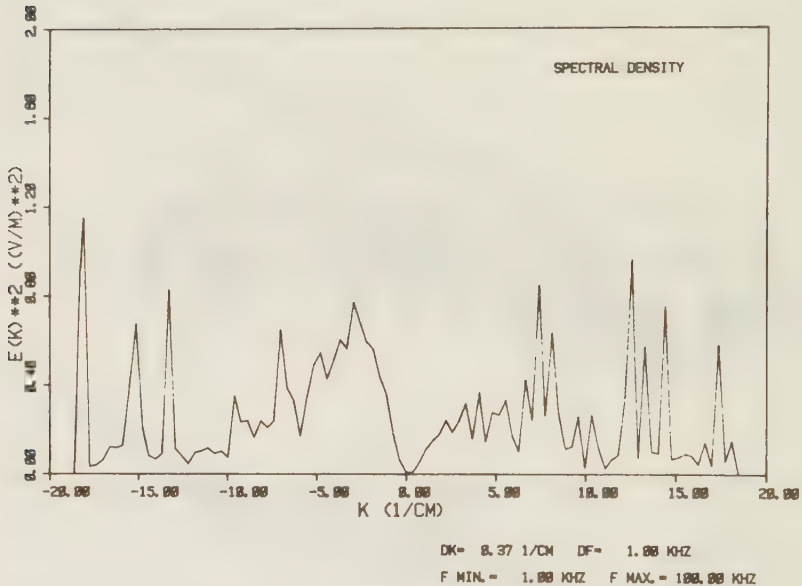


Abb. 8.8: Spektrale Energiedichte $\hat{S}(k'_0)$ im gestreuten LH-Spektrum, aufsummiert über den Frequenzbereich $1 \text{ kHz} < \omega'/2\pi < 100 \text{ kHz}$

Es ist nun möglich, die effektive Stoßfrequenz $\nu_{\text{eff}}(k')$ nach der Beziehung (4.7) zu bestimmen.

Im Bereich des maximalen Dichtegradienten erhält man für große Wellenzahlen ($k_{\perp} \approx 10 \text{ cm}^{-1}$)

$$\nu_{\text{eff}}(k') \approx 2 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1} .$$

Diese effektive Stoßfrequenz unterscheidet sich um mehr als zwei Größenordnungen von der klassischen Stoßfrequenz.

Bevor wir nun auf die Energiebilanz der Elektronen im Plasma eingehen, soll kurz die experimentell beobachtete Wellendämpfung behandelt werden.

8.3 Räumliche und zeitliche Dämpfung der LH-Welle

Im WIIA-Plasma ist die räumliche Wellendämpfung vom Fluktuationsspektrum des Targetplasmas abhängig. Mithilfe von Sonden, die in verschiedenem Abstand von der Einkoppelstruktur vorgesehen sind, läßt sich die Dämpfung parallel zum toroidalen Magnetfeld ausmessen. Die Abbildungen 8.9 und 8.10 zeigen den radialen Potentialverlauf für verschiedene Fluktuationsamplituden.

In Abb. 8.9 liegt die angebotene Frequenz oberhalb der Lower-Hybrid-Frequenz im Plasmazentrum, und der Resonanzkegel konvergiert in einer Entfernung von etwa 150 cm von der Einkoppelstruktur.

Die parallele Dämpfung der Welle ist deutlich zu erkennen. Der Imaginärteil der parallelen Wellenzahl liegt in der Größenordnung des Realteils, während man bei ausschließlicher Berücksichtigung der Stoßdämpfung nach der Dispersion (3.6) erheblich geringere Werte erwartet. Bei höherer Fluktuationsamplitude nimmt die Dämpfungslänge noch erheblich ab (Abb. 8.10). Im gezeigten Fall ist das Plasmazentrum überdicht und man beobachtet Reflexion des Resonanzkegels an der hybriden Schicht.

Die zeitliche Dämpfung der Lower-Hybrid-Welle läßt sich demonstrieren, wenn man einen hochfrequenten Burst-Impuls in das Plasma einkoppelt und das Abklingen der Sondensignale nach dem Ende des Pulses registriert (Abb. 8.11). Die so bestimmte Dämpfungsrate beträgt für $(\delta n/n_e)^2 \approx 0.2$ etwa ein Zehntel des Realteils der Frequenz.

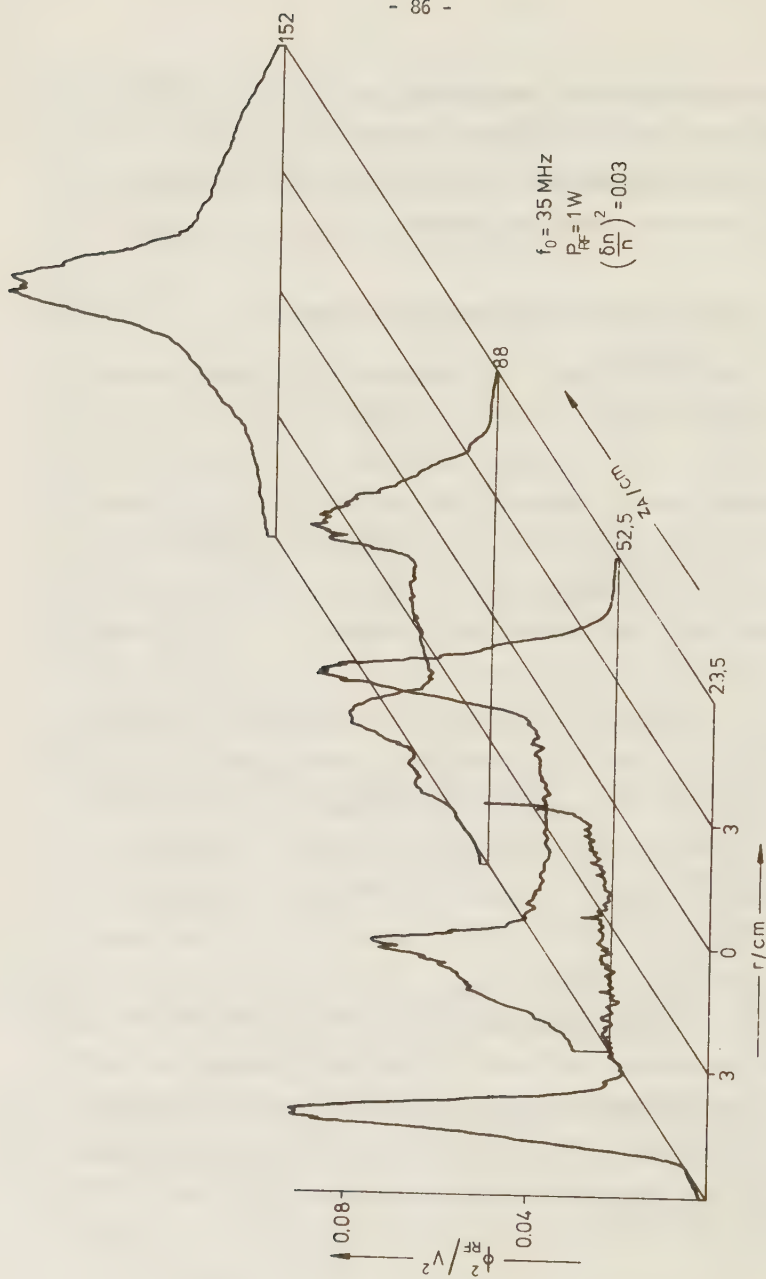


Abb. 8.9: Räumliche Dämpfung der Lower-Hybrid-Wellen bei geringer Fluktuationsamplitude
 ($B_0 = 0.26 \text{ T}$, $\alpha = 0.047$, $\bar{n}_e = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$)

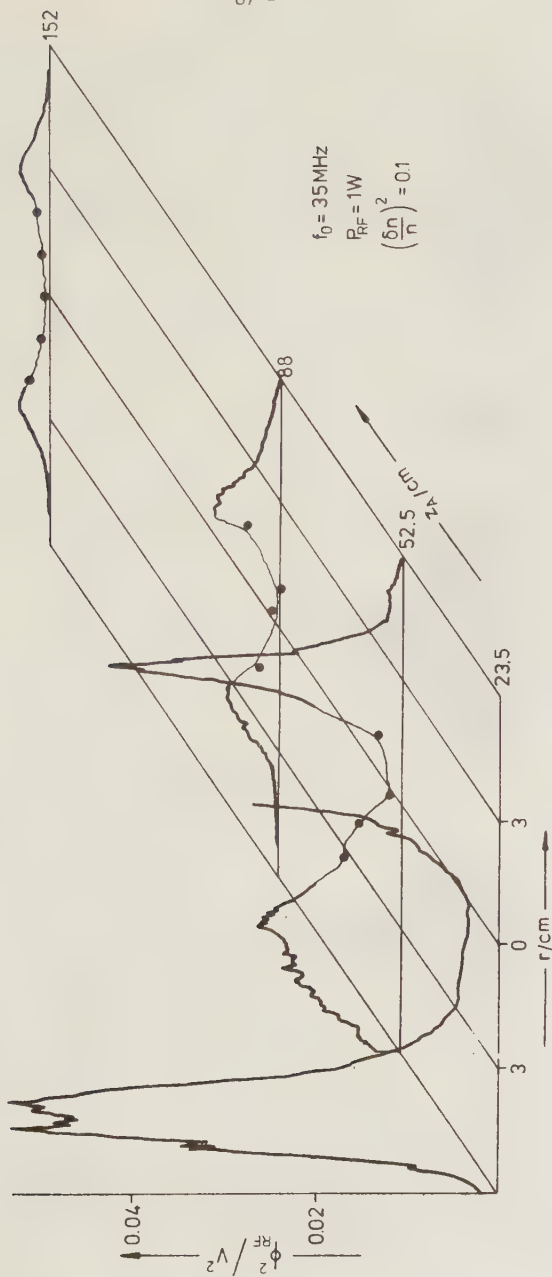


Abb. 8.10: Räumliche Dämpfung der Lower-Hybrid-Wellen im stark turbulenten Plasma
 ($B_0 = 0.26 \text{ T}$, $\alpha = 0.097$, $\bar{n}_e = 9 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$)

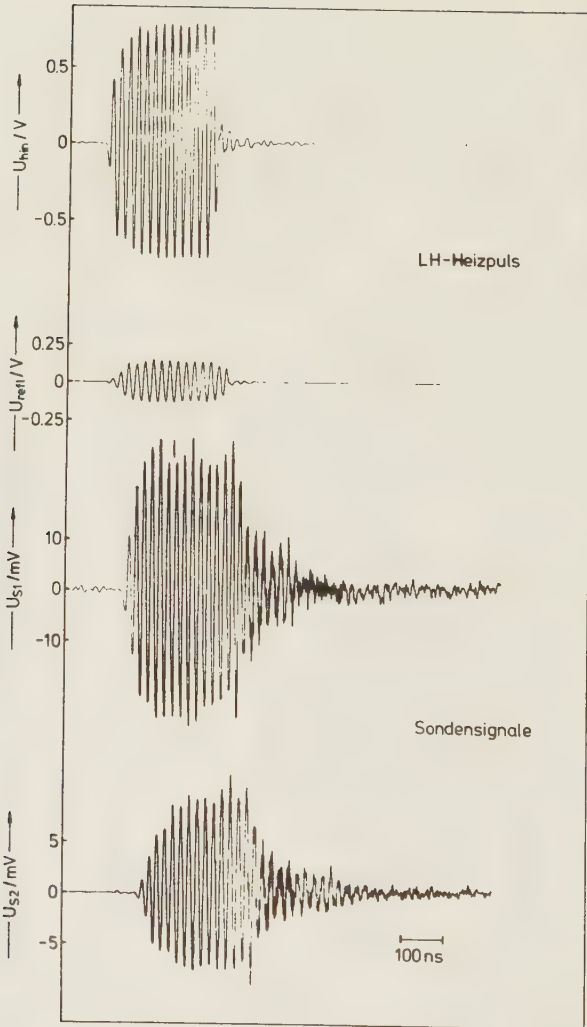


Abb. 8.11: Zeitliche Dämpfung der LH-Welle.

Im oberen Teil ist der eingekoppelte und reflektierte Impuls ($\omega/2\pi = 50$ MHz) gezeigt; die Sondensignale wurden bei $r = 4$ cm und $r = 2$ cm detektiert.

Diese Messungen weisen auf starke anomale Absorption der LH-Welle hin.

Es ist jedoch praktisch nicht möglich, quantitativ effektive Stoßfrequenzen auf diese Weise zu bestimmen, da die einzelnen Fourierkomponenten des k -Spektrums im turbulenten Plasma unterschiedlich stark gedämpft werden.

9. Turbulente Elektronenheizung und Energiebilanz

In diesem Kapitel wird auf die im WIIA-Stellarator beobachtete Elektronenheizung eingegangen.

Wenn man einen Hochfrequenzpuls hoher Leistung in das Plasma einkoppelt, steigt die Elektronentemperatur sehr rasch an. Um Aufschluß über die wirksamen Heizprozesse zu erhalten, kann man die Leistungsverluste im Plasma mit der Absorption vergleichen, die man über verschiedene Heizmechanismen erwartet. Wir beschränken uns hier auf Elektronenheizung.

Folgende Größen müssen dann gemessen werden:

- die zeitliche Entwicklung der Elektronentemperatur $kT_e(t)$
- die Energieeinschlußzeit τ_e^E
- die hochfrequente Feldstärke $k'\phi'(k')$.

Die über Stöße aus der LH-Welle absorbierte Leistung läßt sich dann gemäß der Beziehung (4.4) ermitteln.

Der Leistungstransfer aus dem turbulenten Spektrum wird durch die nach der Beziehung (4.7) ermittelten effektiven Stoßfrequenzen abgeschätzt.

Die zeitaufgelöste Bestimmung der Elektronentemperatur wird durch ein Sampling-Verfahren ermöglicht (Abb. 9.1). Die Sondenspannung wird dabei einem Sägezahn-generator entnommen.

Bei jedem Entladungspuls wird der Boxcar-Integrator zum gleichen Zeitpunkt getriggert, während die Sondenspannung sich langsam kontinuierlich ändert.

Die Sondenkennlinie kann auf diese Weise Punkt für Punkt aufgenommen werden.

Gemessen wurde grundsätzlich im Afterglow des HF-Pulses, um Verfälschungen des Sondersignals durch die Hochfrequenzpotentiale im Plasma zu vermeiden.

Die Abbildungen 9.2 und 9.3 zeigen den Anstieg der Elektronentemperatur während des Heizpulses. Im ersten Fall (Abb. 9.2) liegt die hybride Schicht

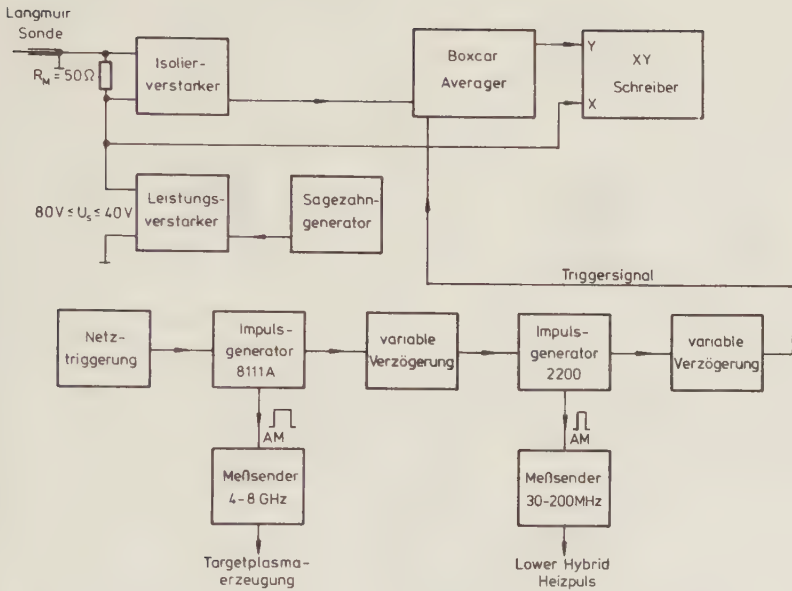


Abb. 9.1: Schaltschema für die zeitaufgelöste Bestimmung der Elektronen-temperatur

etwa beim Radius $r = 3$ cm (die örtliche Lower-Hybrid-Frequenz wird hier gleich der angebotenen Frequenz) und die LH-Welle propagiert nicht zum Plasmazentrum. Man findet vornehmlich im Bereich des Dichtegradienten eine schnelle und effektive Aufheizung; die Sättigung wird nach etwa 20 μ s erreicht.

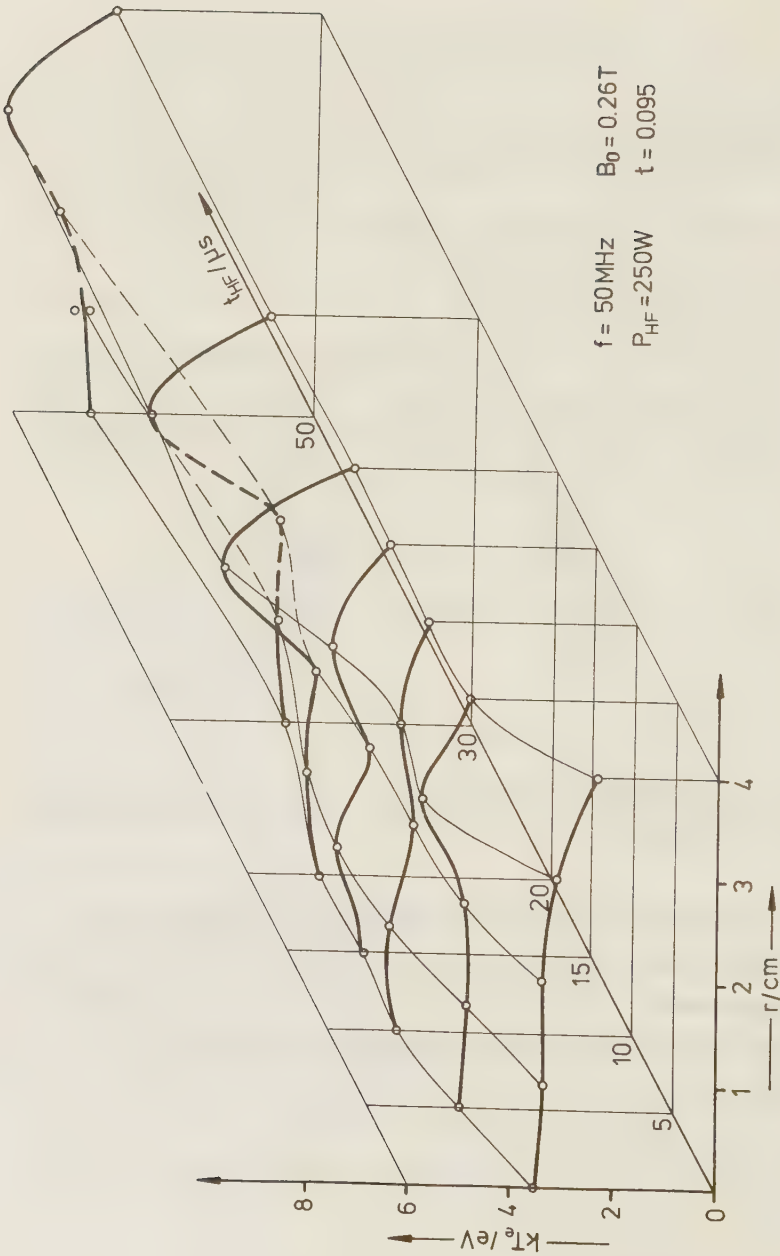


Abb. 9.2: Zeitliche Entwicklung der Elektronentemperatur während des Lower-Hybrid-Pulses; die hybride Schicht liegt etwa beim Radius $r = 3 \text{ cm}$

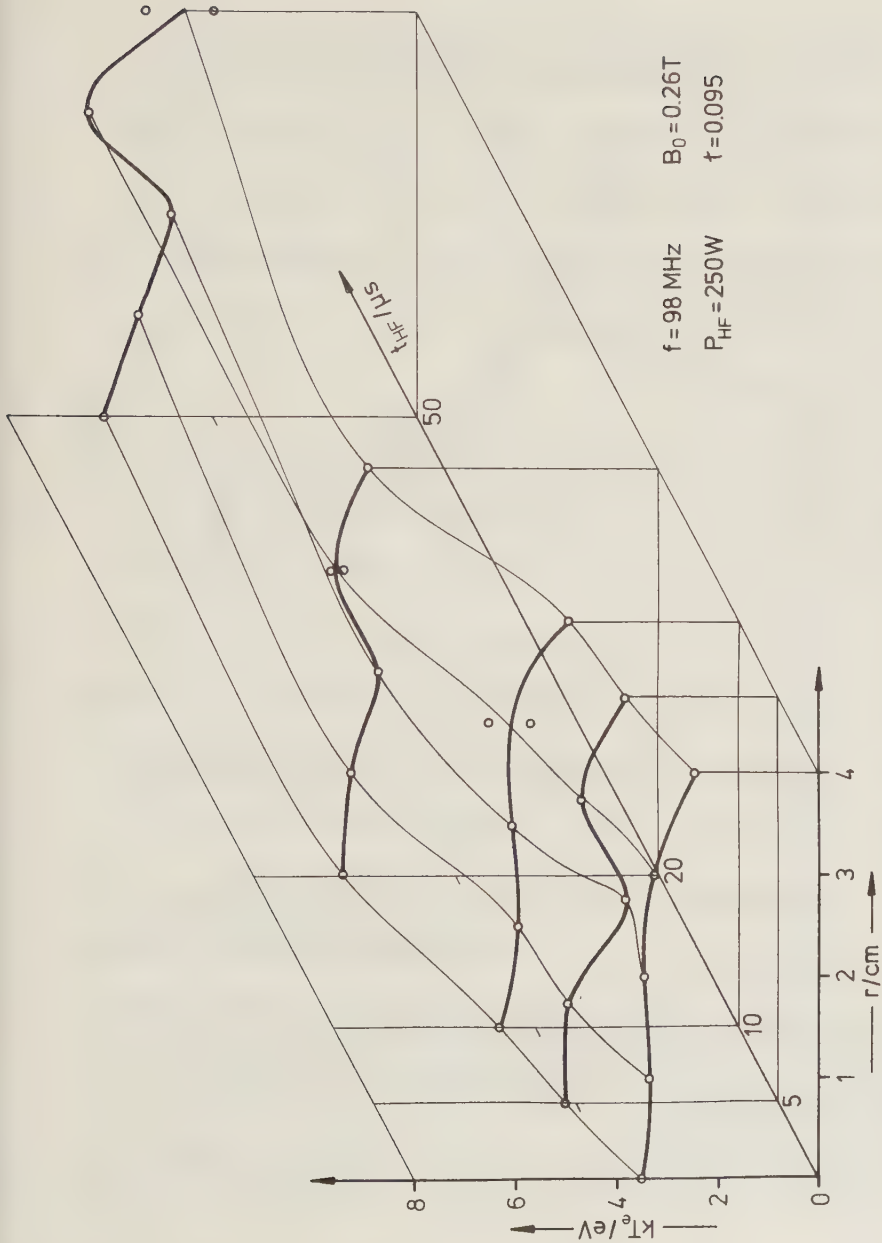


Abb. 9.3: Zeitliche Entwicklung der Elektronentemperatur während des LH-Pulses

In dem in Abb. 9.3 dargestellten Fall existiert keine hybride Schicht im Plasma und die Resonanzkegel konvergieren auf der Achse. Die zentrale Elektronentemperatur steigt deshalb an. Dennoch findet sich der höchste Temperaturanstieg im Bereich der maximalen Fluktuationsamplitude ($r \approx 3$ cm). Während des HF-Pulses und innerhalb der ersten zehn Mikrosekunden nach dem Abschalten zeigen die Sondenkennlinien deutlich eine maxwellverteilte schnelle Elektronengruppe (Abb. 9.4), die meist die zwei- bis dreifache Temperatur des Hintergrundplasmas aufweist. Die Dichte der schnellen Elektronen ist jedoch sehr gering.

Die Korrelationsanalyse des parallelen Wellenzahlspektrums liefert $k_{||}' < 0.1 \text{ cm}^{-3}$ und die parallele Phasengeschwindigkeit der Welle liegt weit oberhalb der thermischen Geschwindigkeit. Elektronenlandaudämpfung kommt deshalb nicht als Ursache für die Existenz der schnellen Gruppe in Betracht und eine stichhaltige Erklärung fehlt bis jetzt.

Abb. 9.5 zeigt die in der Sättigung gemessenen radialen Temperaturprofile für verschiedene Werte der eingekoppelten Hochfrequenzleistung. Auch bei dieser Messung existierte kein hybride Schicht im Plasma. Man beobachtet grundsätzlich das Maximum der Elektronentemperatur im Bereich des Dichtegradienten. Oberhalb einer Leistung von etwa 0.5 kW wird das Plasma extrem turbulent und die Sondenmessungen liefern keine reproduzierbaren Ergebnisse mehr.

Mit der Elektronentemperatur erhöht sich die Ionisierungsrate im Plasma, und die Dichte beginnt etwa 50 μs nach dem Einschalten des Heizpulses anzusteigen. Die Meßgrößen wurden deshalb für eine Pulsdauer $\tau_{\text{RF}} = 25 \mu\text{s}$ bestimmt, so daß der Dichteanstieg noch keine Rolle spielt und die Targetdichte als konstant vorausgesetzt werden kann. Die Elektronentemperatur hat dann gerade die Sättigung erreicht.

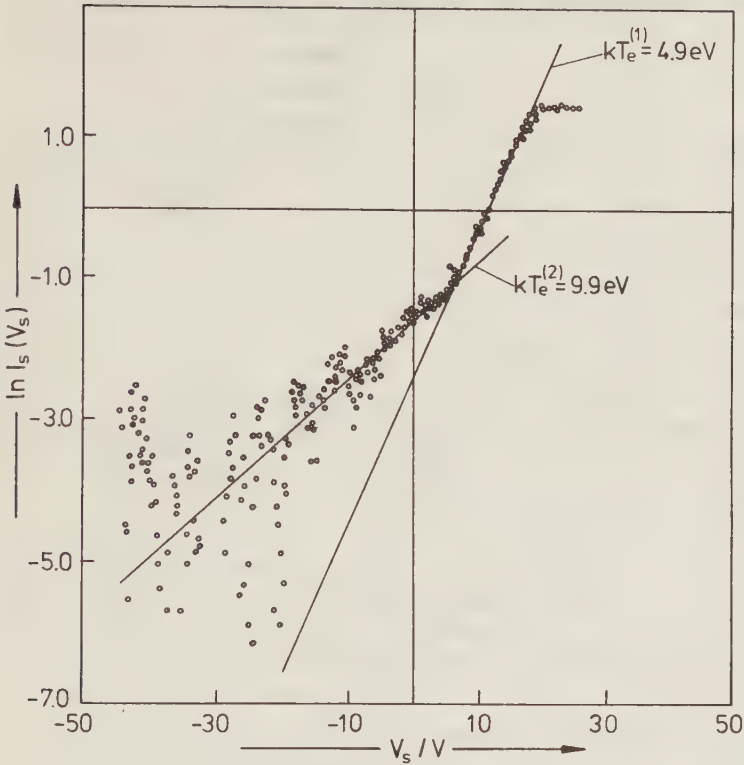


Abb. 9.4: Logarithmierte Sondenkennlinie, etwa $4 \mu\text{s}$ nach dem Abschalten des Heizpulses aufgenommen.

Gewöhnlich ist der Energieeinschluß im turbulenten Plasma erheblich schlechter als die klassischen oder neoklassischen Transportkoeffizienten es erwarten lassen. Der detaillierte Vergleich der einzelnen Verlustterme ist meist recht problematisch. Insbesondere der Wärmetransport quer zum einschließenden Magnetfeld ist nicht hinreichend verstanden. Für die Ergebnisbilanz ist man

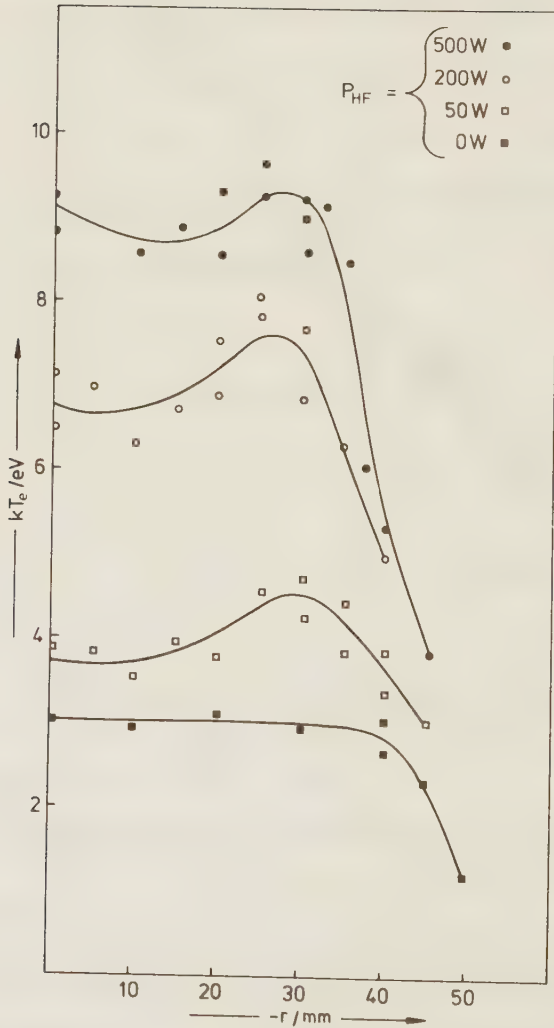


Abb. 9.5: Elektronentemperaturprofile für verschiedene HF-Leistung,
($B_0 = 0.26 \text{ T}$, $\tau = 0.097$, $\bar{n}_e = 10^{17} \text{ m}^{-3}$)

daher auf die experimentelle Bestimmung der Verluste angewiesen. Wir beschränken uns hier auf die Messung der lokalen Energieeinschlußzeit $\tau_e^E(r)$ (Abb. 9.6).

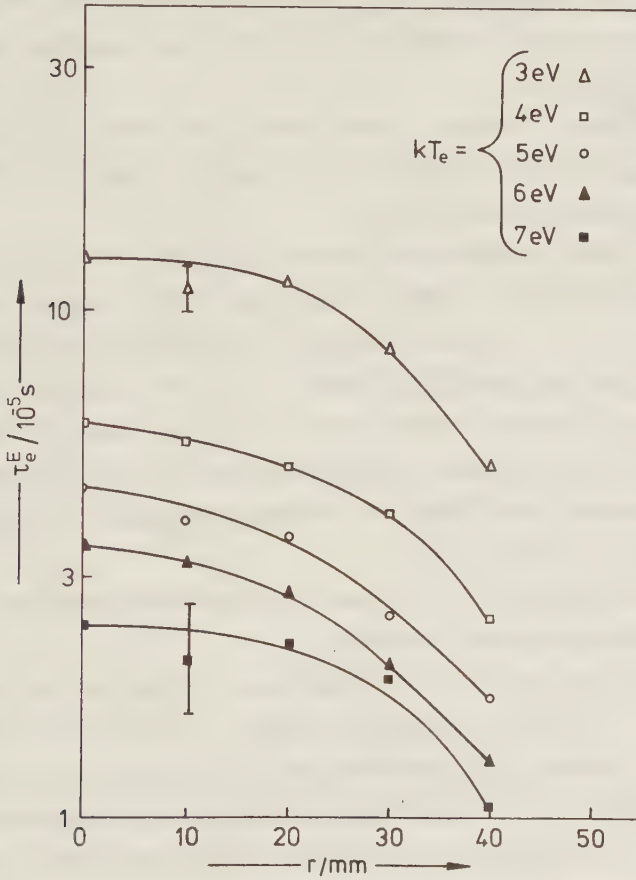


Abb. 9.6: Radiale Profile der Energieeinschlußzeit τ_e^E für verschiedene Elektronentemperatur

Nach dem Abschalten des hochfrequenten Heizpulses klingt die Elektronentemperatur in etwa exponentiell innerhalb sehr kurzer Zeit auf den Wert des Targetplasmas ab.

Eine Erklärung für die beobachtete starke Temperaturabhängigkeit von τ_E^e steht noch aus. Eine Abnahme $\sim 1/kT_e$ erwartet man jedoch für den Fall, daß der turbulente Diffusionskoeffizient D^{Dt} (2.28) den makroskopischen Energieeinschluß bestimmt.

Die hochfrequente Feldstärke im Plasma wird mit den kalibrierten Langmuirsonden gemessen. Im Bereich des Resonanzkegels ergeben sich Werte $E \approx 1.2 \cdot 10^4$ V/m für Hochfrequenzleistungen $P_{HF} = 250$ W.

Die Ergebnisse der Leistungsbilanz für zwei verschiedene Fälle sind in den Abbildungen 9.7 und 9.8 zusammengestellt. Im unteren Bild ist jeweils das radiale Dichte- und Elektronentemperaturprofil aufgetragen. Im ersten Fall (Abb. 9.7) liegt die hybride Schicht etwa bei $r = 2.5$ cm. Im oberen Bild ist die im Plasma absorbierte Leistung mit dem Transfer über Stöße (P_e^S) und turbulente Heizung (P_e^t) verglichen. Man erkennt sofort, daß die Stoßdämpfung eine sehr untergeordnete Rolle spielt und die gemessene Temperaturerhöhung bei weitem nicht erklären kann.

Die nach der Beziehung (4.7) bestimmten effektiven Stoßfrequenzen können die Leistungsabsorption qualitativ erklären.

Im Bereich des maximalen Dichtegradienten findet sich eine sehr gute Übereinstimmung. Mit der fluktuierenden Dichte verändert sich die Position der hybriden Schicht ständig, so daß die hochfrequente Feldstärke bei $r = 2.5$ cm nicht abrupt abfällt. Für $r < 2.5$ cm finden sich Diskrepanzen zwischen der im Plasma gemessenen Leistungsabsorption und dem betrachteten einfachen Modell für die turbulente Heizung. Eine zweite Messung (Abb. 9.8) zeigt die Ergebnisse für eine höhere Frequenz der eingekoppelten Welle. In diesem Fall existiert keine hybride Schicht im Plasma. Auch hier liefert das Modell der turbulenten

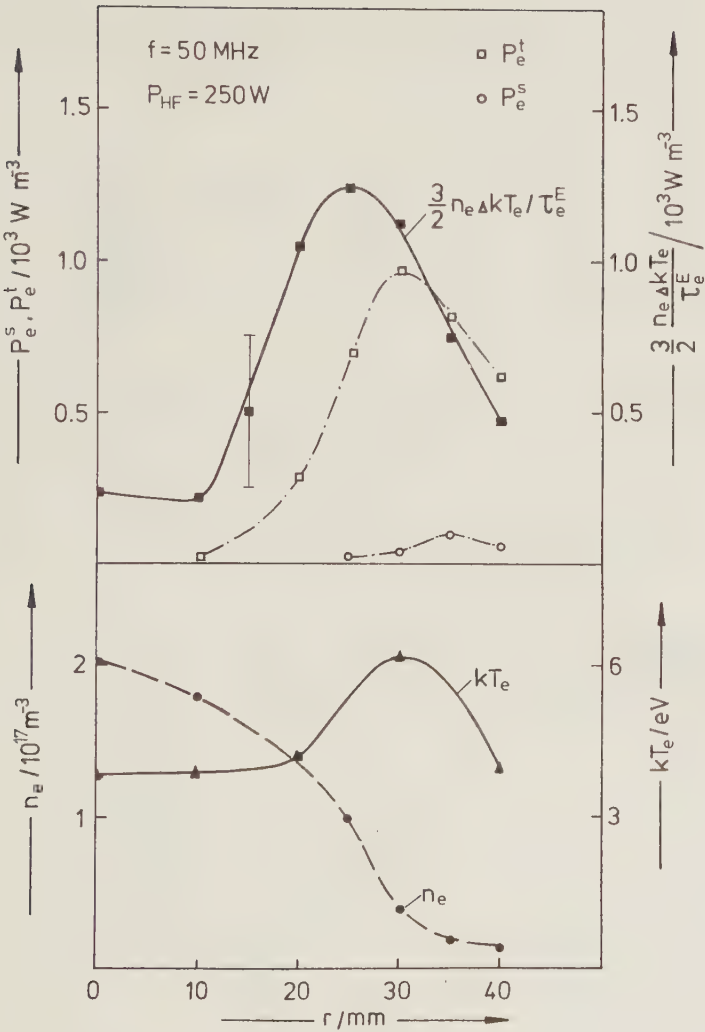


Abb. 9.7: Radial aufgelöste Leistungsbilanz für die Elektronen (nach der Beziehung 4.8); im unteren Bild ist das Dichte- und Elektronentemperaturprofil der Entladung dargestellt

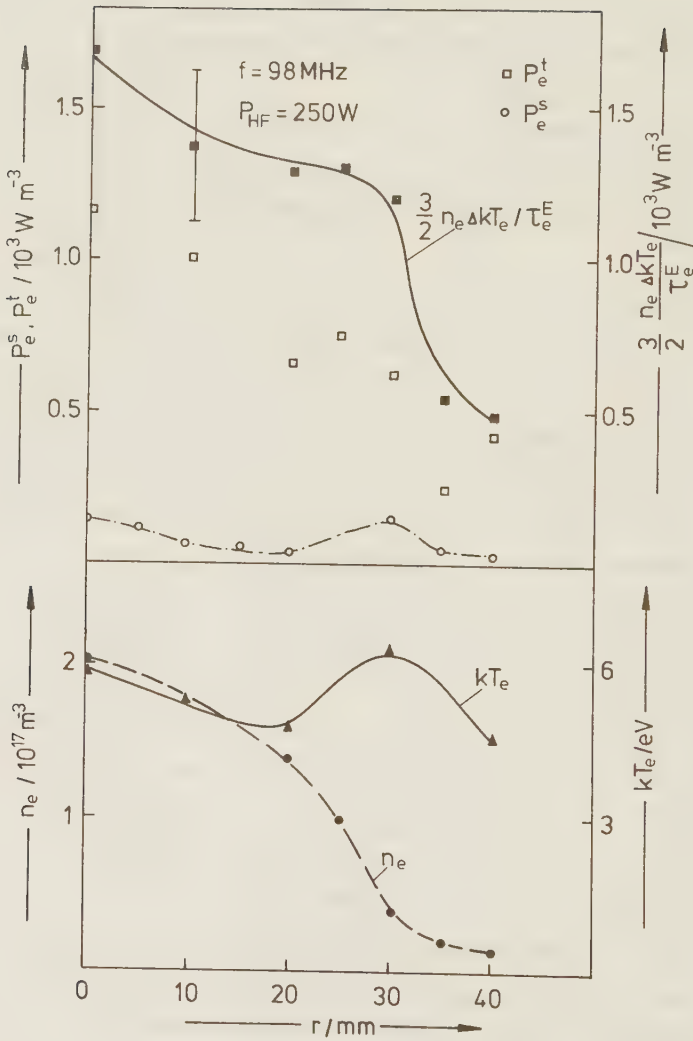


Abb. 9.8: Radial aufgelöste Leistungsbilanz für die Elektronen nach (4.8)

Heizung etwas zu niedrige effektive Stoßfrequenzen, während die radiale Abhängigkeit der gemessenen Absorption qualitativ gut erklärt wird.

Die Abschätzung der effektiven Stoßfrequenzen mithilfe des turbulenten Diffusionskoeffizienten erklärt qualitativ die beobachtete Elektronenheizung. Zu berücksichtigen ist, daß die statistischen Größen, die zur Bestimmung des turbulenten Diffusionskoeffizienten verwendet wurden, mit erheblichen Fehlern behaftet sind.

In die effektive Stoßfrequenz geht das $k_{\perp}$ -Spektrum der gestreuten Lower-Hybrid-Wellen empfindlich ein. Die Korrelationsanalyse erfaßt nur einen begrenzten Bereich des gesamten $k_{\perp}$ -Spektrums und man erwartet, daß im Plasma eine breitere Verteilung der spektralen Energiedichte vorliegt (Abb. 8.8). Die in der Energiebilanz verwendeten effektiven Stoßfrequenzen sind deshalb möglicherweise zu klein.

Bei Berücksichtigung dieser Fehlerquellen kann die Übereinstimmung zwischen gemessener und berechneter Absorption als zufriedenstellend betrachtet werden.

10. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde die Streuung und turbulente Absorption von Lower-Hybrid-Wellen in einem Stellaratorplasma untersucht.

- Die im Plasma angeregten niederfrequenten Instabilitäten konnten als kinetische Driftmoden identifiziert werden, deren spektrale Energiedichte in der Größenordnung der thermischen Energiedichte liegt. Das Driftspektrum zeigt die charakteristischen Eigenschaften starker Turbulenz;
- man beobachtet starke Streuung der eingekoppelten Lower-Hybrid-Welle an diesen Instabilitäten und ein in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld nahezu isotropes Wellenzahlspektrum;
- die LH-Welle verliert in der Wechselwirkung an Kohärenz. Eine Verbreiterung des k -Spektrums wird beobachtet;
- ein einfaches Modell für die turbulente Dämpfung erklärt qualitativ die bei hohen Leistungen gefundene Elektronenheizung.

Eine wichtige Frage ist die Relevanz dieser Ergebnisse für die Lower-Hybrid-Heizung an größeren toroidalen Experimenten. In der Randschicht von Tokamak-Plasmen ist ebenfalls ein breites Spektrum kinetischer Driftmoden angeregt. Im Inneren des Plasmas findet man allerdings hier eine geringere Energiedichte der Fluktuationen $(\delta n/n_e)^2 < 0.01 / 3.3$. Turbulente Dämpfung könnte jedoch im äußeren Randbereich eine Rolle spielen, wo höhere Fluktuationsamplituden auftreten und die Wellenzahl der angeregten Lower-Hybrid-Welle und der Drift-turbulenz ähnlich sind.

Grundsätzlich ist auch turbulente Ionenheizung aus dem gestreuten LH-Spektrum möglich, die gegenwärtig am WIIA-Stellarator genauer untersucht wird.

Herrn Professor Dr. H. Schlüter danke ich für die stetige Förderung dieser Arbeit.

Für viele anregende und fruchtbare Diskussionen danke ich den Herren G. Böhm, G. Derra, M. Krämer und G. Lüthen; ferner Herrn K. Brinkhoff für seine Hilfe beim Betrieb des Experimentes.

10. LITERATURVERZEICHNIS

- /1.1/ M. Brambilla, Nucl. Fusion 18, 493 (1978)
- /1.2/ H.T. Stix, Phys. Rev. Letters 15, 23 (1965)
- /1.3/ C.F.F. Karney, Phys. Fluids 21, 1584 (1978)
- /1.4/ P. Lallia et al., Proceedings of the Symposium on Heating in Toroidal Plasmas, Grenoble (1978)
- /1.5/ M. Porkolab et al., Proceedings of the 11th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Aachen, September 1983
- /1.6/ C.Z. Cheng, H. Okuda, Nucl. Fusion 18, 587 (1978)
- /1.7/ H. Okuda, Phys. Fluids 23, 498 (1980)
- /1.8/ P. Bonoli, E. Ott, Phys. Fluids 25, 359 (1982)
- /1.9/ B. Lammers, U. Oberlack, H. Schlüter, Z. Naturforsch. 30a, 204 (1975)
- /1.10/ H.D. Leppert, H. Schlüter, Phys. Lett. 55A, 146 (1975)
- /1.11/ K. Grosse, Dissertation, Bochum (1983)
- /2.1/ L.S. Solov'ev, V.D., Shafranov, "Reviews of Plasma Physics", Vol. 5, Consultants Bureau, New York (1970)
- /2.2/ W.M. Tang, Nucl. Fusion 18, 1089 (1978)
- /2.3/ A.B. Mikhailovskii, O.P. Pogutse, Sov. Phys. - Techn. Phys. 11, 153 (1966)
- /2.4/ B.D. Fried, S.D. Conte, "The Plasma Dispersion Function", Academic Press London 1961
- /2.5/ A.B. Mikhailovskii, "Theory of Plasma Instabilities", Vol. 2, Consultants Bureau, New York (1974)
- /2.6/ L. Chen et al., Nucl. Fusion 19, 373 (1979)
- /2.7/ R.E. Waltz, Phys. Fluids 26, 169 (1983)
- /2.8/ A. Hasegawa, K. Mima, Phys. Fluids 21, 87 (1978)

- /2.9/ P.W. Terry, W. Horton, Phys. Fluids, 26, 106 (1983)
- /2.10/ R.E. Waltz, R.R. Dominguez, Phys. Fluids 26, 3338 (1983)
- /2.11/ E. Mazzucato, Phys. Rev. Letters, 48, 1828 (1982)
- /2.12/ A. Rogister, G. Hasselberg, Phys. of Fluids
26, 1467 (1983)
- /2.13/ Y.C. Lee, L. Chen, W.M. Nevins, Princeton Plasma Physics
Report PPPL-1544 (1979)
- /3.1/ V.E. Golant, Sov. Phys. - Techn. Phys. 16, 1980 (1972)
- /3.2/ K. Lucks, Dissertation Bochum (1983)
- /3.3/ E. Ott, Phys. Fluids 22, 1732 (1979)
- /3.4/ P.L. Andrews, F.W. Perkins, Phys. Fluids 26, 2537 (1983)
- /4.1/ S. Ichimaru, M.N. Rosenbluth, Phys. Fluids 13, 2778 (1970)
- /4.2/ H. Okuda, C. Chu, J.M. Dawson, Phys. Fluids 18, 243 (1975)
- /5.1/ E. Berkl et al., Proceedings of the International Conference on
Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion, Novosibirsk (1968)
- /6.1/ P.M. Chung, L. Talbot, K.J. Touryan, "Electric Probes in Stationary
and Flowing Plasmas", Springer-Verlag, Berlin (1975)
- /6.2/ J.R. Sanmartin, Phys. Fluids 13, 103 (1970)
- /6.3/ F.W. Crawford, R. Grard, J. Appl. Phys. 37, 180 (1966)
- /6.4/ B.M. Oliver, R.M. Clements, J. Appl. Phys. 41, 2117 (1970)
- /6.5/ IEEE Transactions on Plasma Science PS-2, (1974)
- /6.6/ J.H. Beall, Y.C. Kim, E.J. Powers, J. Appl. Phys. 53, 3933 (1982)
- /6.7/ Digital Equipment Corp., Scientific Subroutines Manual,
Maynard Massachusetts (1978)
- /6.8/ F.J. Harris, Proceedings of the IEEE 66, 51 (1978)
- /8.1/ R.K. Fisher, R.W. Gould, Phys. Fluids 14, 4 (1970)

Lebenslauf

9.8.1952 geboren in Prüm

1959-1964 Besuch der Grundschule in Prüm

1964 Wechsel zum staatlichen Regino-Gymnasium
 (neusprachlicher Zweig)

1972 Abitur und Beginn des Physikstudiums an der
 Ruhr-Universität Bochum

1975 Vordiplom

1979 Abschluß des Physikstudiums mit dem Diplom.
 Seit Juli 1979 als wissenschaftlicher Angestellter
 am Institut für Experimentalphysik II der
 Ruhr-Universität Bochum tätig.

